This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

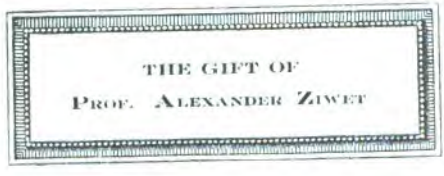
Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

Nachdem sich die Herstellungspreise seit Gründung der Sammlung für Satz und Druck um 45%, Einband um 100%, Papier um 160% gesteigert haben, sehe ich mich genötigt, den Verkaufspreis der Bändchen

von M. 1.- geh., M. 1.25 geb., ab 1. Okt. 1916 auf M. 1.20 geh., M. 1.50 geb. zu erhöhen.

Nur ungern habe ich mich entschlossen, diese Preiserhöhung vorzunehmen, die ich bisher immer noch zu vermeiden gesucht. Ich mußte mich nunmehr dem Vorgehen der Verleger fast sämtlicher ähnlicher Sammlungen anschließen, um die Möglichkeit für einen weiteren dem bisher mit der Sammlung Geleisteten würdigen Ausbau zu schaffen.

Leipzig und Berlin **B. G. Teubner**



Leipzig, 1. November 1915 **B. G. Teubner**

TJ
265
.V34

Jedes Bändchen geheftet M. 1.—, in Leinwand gebunden M. 1.25

Bisher sind zur Technik und Industrie erschienen:

Allgemeine Einführung

Am sausenden Webstuhl der Zeit. Von Prof. Dr. W. Launhardt. 3. Auflage. Mit 16 Abbildungen. (Bd. 23.)

Bilder aus der Ingenieurtechnik. Von Baurat K. Merckel. Mit 43 Abbildungen. (Bd. 60.)

Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit. Von Geh. Reg.-Rat M. Geitel. Mit 92 Abbildungen. (Bd. 28.)

Mechanik

Statik. Von Regierungsbaumeister A. Schau. (Bd. 497.)

Maschinenlehre

Maschinenelemente. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. 2. Auflage. Mit 175 Abbildungen. (Bd. 301.)

Die Dampfmaschine. Von Geh. Bergr. Prof. R. Vater. 2 Bde.

I. Bd.: Wirkungsweise des Dampfes in Kessel und Maschine. 3. Auflage. Mit 45 Abbildungen. (Bd. 393.)

II. Bd.: Ihre Gestaltung und ihre Verwendung. Mit 95 Abbildungen und 1 Tafel. (Bd. 394.)

Industrielle Feuerungsanlagen und Dampfkessel. Von Ingenieur J. E. Mayer. Mit 88 Abbildungen. (Bd. 348.)

Einführung in die technische Wärmelehre. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. (Bd. 516.)

Die neueren Wärmekraftmaschinen. Von Geh. Bergrat Prof. R. Vater. 2 Bände.

I. Bd.: Einführung in die Theorie und den Bau der Maschinen für gasförmige und flüssige Brennstoffe. 4. Auflage. Mit 93 Abbildungen. (Bd. 21.)

II. Bd.: Gaserzeuger, Großgasmaschinen, Gas- u. Dampfturbinen. 3. Auflage. Mit 45 Abbildungen. (Bd. 86.)

Die Wasserkraftmaschinen und die Ausnützung der Wasserkräfte. Von Geh. Reg.-Rat R. v. Ihering. Mit 73 Abb. (Bd. 228.)

Hebezeuge. Das Heben fester, flüssiger und luftförmiger Körper. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. Mit 67 Abb. (Bd. 196.)

Eisen- und Textilindustrie

Das Eisenhüttenwesen. Von Geh. Bergrat Prof. Dr. H. Wedding. 4. Auflage. Mit 15 Figuren. (Bd. 20.)

Die Spinnerei. Von Direktor Professor M. Lehmann. Mit 95 Abbildungen. (Bd. 338.)

Die Weberei. Von Professor Paur. (Bd. 468.)

Chemische Industrie und Technik

Die chemische Technik. Von Dr. R. Müller. Bd. I: Mit 24 Abb. (Bd. 191.)

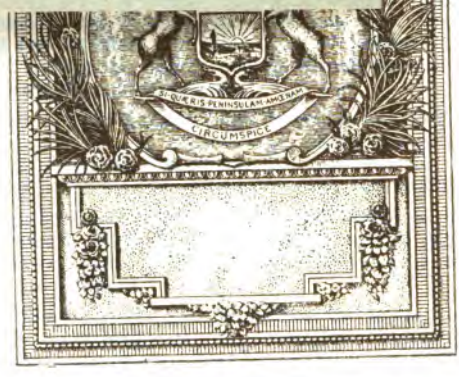
Elektrochemie. Von Prof. Dr. K. Arndt. Mit 38 Abbild. (Bd. 234.)

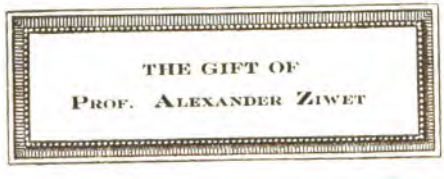
Nachdem sich die Herstellungspreise seit Gründung der Sammlung für Satz und Druck um 45%, Einband um 100%, Papier um 160% gesteigert haben, sehe ich mich genötigt, den Verkaufspreis der Bändchen

von M. 1.- geh., M. 1.25 geb., ab 1. Okt. 1916 auf M. 1.20 geh., M. 1.50 geb. zu erhöhen.

Nur ungern habe ich mich entschlossen, diese Preiserhöhung vorzunehmen, die ich bisher immer noch zu vermeiden gesucht. Ich mußte mich nunmehr dem Vorgehen der Verleger fast sämtlicher ähnlicher Sammlungen anschließen, um die Möglichkeit für einen weiteren dem bisher mit der Sammlung Geleisteten würdigen Ausbau zu schaffen.

Leipzig und Berlin **B. G. Teubner**





Leipzig, 1. November 1915 **B. G. Teubner**

TJ
265
.V34

Jedes Bändchen geheftet M. 1.—, in Leinwand gebunden M. 1.25

Bisher sind zur Technik und Industrie erschienen:

Am sausenden Webstuhl der Zeit. Von Prof. Dr. W. Lauhardt. 3. Auflage. Mit 16 Abbildungen. (Bd. 23.) — Allgemeine Einführung

Bilder aus der Ingenieurtechnik. Von Baurat K. Merckel. Mit 43 Abbildungen. (Bd. 60.)

Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit. Von Geh. Reg.-Rat M. Geitel. Mit 92 Abbildungen. (Bd. 28.)

Statik. Von Regierungsbaumeister A. Schau. (Bd. 497.) — Mechanik

Maschinenelemente. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. 2. Auflage. Mit 175 Abbildungen. (Bd. 301.) — Maschinenlehre

Die Dampfmaschine. Von Geh. Bergr. Prof. R. Vater. 2 Bde.

I. Bd.: Wirkungsweise des Dampfes in Kessel und Maschine. 3. Auflage. Mit 45 Abbildungen. (Bd. 393.)

II. Bd.: Ihre Gestaltung und ihre Verwendung. Mit 95 Abbildungen und 1 Tafel. (Bd. 394.)

Industrielle Feuerungsanlagen und Dampfkessel. Von Ingenieur J. E. Mayer. Mit 88 Abbildungen. (Bd. 348.)

Einführung in die technische Wärmelehre. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. (Bd. 516.)

Die neueren Wärmekraftmaschinen. Von Geh. Bergrat Prof. R. Vater. 2 Bände.

I. Bd.: Einführung in die Theorie und den Bau der Maschinen für gasförmige und flüssige Brennstoffe. 4. Auflage. Mit 93 Abbildungen. (Bd. 21.)

II. Bd.: Gaserzeuger, Großgasmaschinen, Gas- u. Dampfturbinen. 3. Auflage. Mit 45 Abbildungen. (Bd. 86.)

Die Wasserkraftmaschinen und die Ausnützung der Wasserkräfte. Von Geh. Reg.-Rat R. v. Hering. Mit 73 Abb. (Bd. 228.)

Hebezeuge. Das Heben fester, flüssiger und luftförmiger Körper. Von Geh. Bergrat Professor R. Vater. Mit 67 Abb. (Bd. 196.)

Das Eisenhüttenwesen. Von Geh. Bergrat Prof. Dr. H. Wedding. 4. Auflage. Mit 15 Figuren. (Bd. 20.) — Eisen- und Textilindustrie

Die Spinnerei. Von Direktor Professor M. Lehmann. Mit 35 Abbildungen. (Bd. 338.)

Die Weberei. Von Professor Paur. (Bd. 468.) — Chemische Industrie und Technik

Die chemische Technik. Von Dr. A. Müller. Bd. I: Mit 24 Abb. (Bd. 191.)

Elektrochemie. Von Prof. Dr. K. Arndt. Mit 38 Abbild. (Bd. 234.)

Jedes Bändchen geheftet M. 1.—, in Leinwand gebunden M. 1.25

Chemische Industrie und Technik

Photochemie. Von Professor Dr. G. Kümmell. Mit 23 Abbildungen. (Bd. 227.)

Der Luftstickstoff und seine Verwertung. Von Professor Dr. K. Kaiser. Mit 13 Abbildungen. (Bd. 313.)

Farben und Farbstoffe, ihre Erzeugung und Verwendung. Von Dr. A. Zart. Mit 31 Abbildungen. (Bd. 483.)

Chemie und Technologie der Sprengstoffe. Von Professor Dr. R. Biedermann. Mit 15 Figuren. (Bd. 286.)

Elektrotechnik

Grundlagen der Elektrotechnik. Von Dr. A. Rotth. Mit 72 Abbildungen. (Bd. 391.)

Die elektrische Kraftübertragung. Von Ingenieur P. Köhn. Mit 197 Abbildungen. (Bd. 424.)

Die Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung. Von Telegrapheninspektor H. Brick. Mit 58 Abbildungen. (Bd. 235.)

Drähte und Kabel, ihre Anfertigung und Anwendung in der Elektrotechnik. Von Telegrapheninspektor H. Brick. Mit 43 Abbildungen. (Bd. 285.)

Die Funkentelegraphie. Von Telegrapheninspektor H. Thurn. 3. Auflage. Mit 51 Abbildungen. (Bd. 167.)

Kriegstechnik

Der Krieg im Zeitalter des Verkehrs und der Technik. Von Major A. Meyer. Mit 3 Abbildungen. (Bd. 271.)

Die Handfeuerwaffen. Ihre Entwicklung und Technik. Von Hauptmann R. Weiß. Mit 69 Abbildungen. (Bd. 364.)

Das Kriegsschiff. Von Geh. Marinebaurat Krieger. Mit 60 Abbildungen. (Bd. 389.)

Graphische und Feinindustrie

Die Schmucksteine und die Schmuckstein-Industrie. Von Dr. A. Eppler. Mit 64 Abbildungen. (Bd. 376.)

Die Uhr. Von Reg.-Bauführer a. D. H. Bock. Mit 47 Abbildungen. (Bd. 216.)

Die Rechenmaschinen und das Maschinenrechnen. Von Reg.-Rat Dipl.-Ing. K. Lenz. (Bd. 490.)

Wie ein Buch entsteht. Von Professor A. W. Unger. 4. Aufl. Mit 7 Tafeln und 26 Abbildungen. (Bd. 175.)

Die Kinematographie. Von Dr. H. Lehmann. Mit 69 Abbildungen. (Bd. 358.)

Weitere Bände befinden sich in Vorbereitung.

5414 Alexander Ziwet 3.9

Aus Natur und Geisteswelt
Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen

516. Bändchen

Einführung in die Technische Wärmelehre

(Thermodynamik)

Von

Richard Vater
Geh. Bergrat, Professor an der Kgl. Bergakademie Berlin

Mit 40 Abbildungen
im Text

Druck und Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin 1916

Prof. Alex. Zinvet
qt.
5-4-1923

Schutzformel für die Vereinigten Staaten von Amerika:
Copyright 1915 by B. G. Teubner in Leipzig

Alle Rechte, einschließlich des Übersetzungsrechts, vorbehalten

04-13-32 MBW

Vorwort.

Die technische Wärmelehre, auch mechanische Wärmetheorie oder Thermodynamik genannt, gilt unter den Studierenden fast allgemein, aber auch sonst als ein sehr schwieriges und noch dazu recht langweiliges Kapitel, dessen praktischer Nutzen überdies nicht gerade immer hoch eingeschätzt wird. Diese falsche Ansicht zu beseitigen, das war mein Bestreben bei der Abfassung des vorliegenden kleinen Buches, welches durchaus in dem bekannten Rahmen der Sammlung Allug gehalten ist. Selbstverständlich konnte ich mich nur auf die wichtigsten Gesetze und Regeln beschränken, versuchte aber deren praktische Verwendbarkeit möglichst überall durch Beispiele nachzuweisen. Das Unterlassen dieses Nachweises scheint mir in den meisten Fällen der Grund zu sein für die in weiten Kreisen herrschende Unbeliebtheit der mechanischen Wärmetheorie. Höhere Mathematik ganz auszuscheiden, erschien mir nicht zweckmäßig, jedoch genügen für das Verständnis die allereinfachsten, grundlegenden Formeln der Differential- und Integralrechnung und auch sie wurden nur in ganz beschränktem Umfange angewendet, so daß zur Not auch ohne ihre Kenntnis ein Verständnis ermöglicht ist. Besonders bemüht habe ich mich, Sinn und Zweck des Entropie-Begriffes nach Möglichkeit klarzulegen. Auch hier wurde der praktische Wert dieses als so schwierig verschrienen Begriffes durch Beispiele erläutert, insbesondere durch eingehende Behandlung der Entstehung und Verwendbarkeit des *ST*- und des *JS*-Diagrammes.

Ich hoffe, daß das kleine Buch eine willkommene Ergänzung meiner bisher in der Sammlung erschienenen Bücher über Wärmekraftmaschinen bilden wird. Dadurch, daß ich mehrfach auf die dort angestellten Erörterungen verweisen konnte, war es möglich, den zur Verfügung stehenden Raum zu breiterer Darlegung einzelner besonders schwieriger Kapitel zu verwenden.

Berlin-Grunewald, im Mai 1916.

Rich. Vater.

423919

Inhaltsverzeichnis.

Erster Abschnitt.

Zustand und Zustandsänderungen.

Seite

Erstes Kapitel: **Kennzeichnende Merkmale für den Zustand eines Gases** 1
Zustand eines Gases (1), Kilogramm-Volumen v (1), Spezifisches Gewicht (3), Flächeneinheitsdruck P (3), Temperatur T (4).

Zweites Kapitel: **Druckmessungen** 4
Verschiedene Maßeinheiten (4), Absoluter Druck und Überdruck (6), Beispiele (6).

Drittes Kapitel: **Allgemeines über Zustandsänderungen** 8
Erklärungen (8), Bildliche Darstellung einer Zustandsänderung mit Hilfe des P, v-Diagrammes (8), Arbeitsleistung bei einer Zustandsänderung (9), Beispiel (10).

Viertes Kapitel: **Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur (Isothermische Zustandsänderung)** 10
Gesetz von Boyle (oder Mariotte) (10), Gestalt der „Isotherme" (11), Anwendungen (11), Arbeitsleistung bei isothermischer Zustandsänderung (12), 1. Beispiel: Arbeitsbedarf zur Luftverdichtung (13), 2. Beispiel: Mehrstufige Luftverdichtung (15).

Fünftes Kapitel: **Zustandsänderung bei gleichbleibender Spannung P. (Gesetz von Gay-Lussac)** 16
Absolute Temperatur (16), Gleichung des Gay-Lussacschen Gesetzes (17), Anwendung (17).

Sechstes Kapitel: **Das vereinigte Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz** 18
Ableitung der Formel (18), Mechanische Deutung der Gaskonstanten R (19), Zahlenbeispiel (19), Die Formel $Pv = RT$ (20).

Siebentes Kapitel: **Anwendungsbeispiele für die Formel $Pv = RT$** 21

Zweiter Abschnitt.

Wärme und Arbeit.

Erstes Kapitel: **Der erste Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie** 24
Wärme einer Energieform (24), Die Umwandlungszahl A (25), Beispiel (25).

Zweites Kapitel: **Spezifische Wärme von Gasen** 26
Die Wärmemengen c_p und c_v (26), Beziehung zwischen c_p, c_v und A (27).

Drittes Kapitel: **Berechnung der für bestimmte Zwecke notwendigen Wärmemengen** 27
Die zur Temperatur eines Gasgewichtes erforderliche Wärmemenge (27), Beispiel (28), Die zur Erzielung einer beliebigen Zustandsänderung nötigen Wärmemengen (28), Allgemeine Betrachtungen über die Folgen von Wärmezuführung (29), Wärme bei isothermischer Zustandsänderung (30).

Seite

Viertes Kapitel: **Der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie** 31
Verschiedener Wärmebedarf bei Zustandsänderungen (31), Kreisprozeß (32), Erste Form des zweiten Hauptsatzes (32), Thermischer Wirkungsgrad (33).

Fünftes Kapitel: **Arbeitsleistung ohne äußere Wärmezuführung** . . 34
Adiabatische Zustandsänderung (34), Beispiel (35), Die Gestalt der Adiabate (35), Beispiel (36), Die Änderung der Temperatur bei adiabatischer Zustandsänderung (37), Beispiel (38).

Dritter Abschnitt.

Der Carnotsche Kreisprozeß.

Erstes Kapitel: **Verlauf des Prozesses** 38
Kreisprozesse bei Wärmekraftmaschinen (38), Die Zustandsänderungen im Carnotschen Kreisprozeß (39), Die Verwirklichung des Carnotschen Kreisprozesses (40).

Zweites Kapitel: **Der thermische Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses** 42
Ableitung der Formel (42), Beispiel (43).

Drittes Kapitel: **Wichtige Folgerungen aus dem Carnotschen Kreisprozeß** 44
Erste Folgerung (44), Zweite Folgerung (44), Dritte Folgerung (44)

Viertes Kapitel: **Der Carnot-Prozeß als Kreisprozeß für Kältemaschinen** 47
Der theoretische Vorgang bei der Kälteerzeugung (47), Eine weitere Ausdrucksform des zweiten Hauptsatzes (47), Kompressionskältemaschinen (48), Wärmekraftmaschine und Wärmepumpe (49), Leistungsbedarf zum Betriebe einer Kältemaschine (50), Ein scheinbares Paradoxon der mechanischen Wärmetheorie (50).

Fünftes Kapitel: **Warum ist der Carnotprozeß nicht ausführbar?** . . 51

Vierter Abschnitt.

Dämpfe.

Erstes Kapitel: **Unterschied zwischen Gasen und Dämpfen** 52

Zweites Kapitel: **Eigenschaften des Wasserdampfes** 53
Erster Versuch: Wasserdampf von 0° (53), Zweiter Versuch: Wasserdampf von $\frac{1}{2}$ at abs. (54), Dritter Versuch: Wasserdampf von 1 at abs. (54), Vierter Versuch: Wasserdampf von 2 at abs. (54), Fünfter Versuch: Trocken gesättigter Dampf (55), Zusammenhang von P und T bei gesättigtem Dampf (56), Sechster Versuch: Ungesättigter oder überhitzter Dampf (56), Siebenter Versuch: Ähnlichkeit zwischen überhitzten Dämpfen und Gasen (57), Ergebnisse der Versuche (59).

Drittes Kapitel: **Isothermische Zustandsänderung bei Dämpfen, Kritischer Punkt** 59

Seite

Viertes Kapitel: **Wärmebedarf bei der Dampferzeugung** 62
Verdampfungsversuch (62), Ergebnis des Versuches (62), Bezeichnung der einzelnen Wärmemengen (64).
Fünftes Kapitel: **Die Tabelle für gesättigte Wasserdämpfe** 67
Sechstes Kapitel: **Feuchter Dampf** 71
Das kg-Volumen v' von feuchtem Dampf (71), Das Spezifische Gewicht γ' (72), Gesamtwärme des feuchten Dampfes (72).
Siebentes Kapitel: **Überhitzter Dampf** 73
Allgemeine Zustandsgleichung (73), Die spezifische Wärme (74), Gesamtwärme (75), Der Wärmeinhalt bei gleichbleibendem Druck (76).

Fünfter Abschnitt.

Entropie.

Erstes Kapitel: **Umkehrbare Zustandsänderungen** 76
Das Wesen der Umkehrbarkeit (76), Eigenschaften der umkehrbaren Zustandsänderung (77).
Zweites Kapitel: **Wärmeenergie und ihre Umwandlung in Arbeit** . 78
Größe der einem Körper innewohnenden Energiemenge (78), Höchstwert des in Arbeit umzusetzenden Teilbetrages der Energie (79).
Drittes Kapitel: **Der Entropiebegriff** 82
Entropie ein Umwandlungsfaktor (82), Die Entropie ein Zustandskennzeichen (83), Entropie eine Wertangabe für die Energie (84), Die Entropie bei isothermischer und adiabatischer Zustandsänderung (84), Der Lynensche Vergleich (85), Hochwertige und minderwertige Energie (86).
Viertes Kapitel: **Berechnung der Entropie** 87
Berechnung bei gleichbleibender Temperatur (87), Berechnung bei sich verändernder Temperatur (87), Die Grundlagen der allgemeinen Formel für S (89), Beispiele (90), Entropie bei umkehrbaren und nicht umkehrbaren Zustandsänderungen (92).

Sechster Abschnitt.

S, T-Diagramm.

Erstes Kapitel: **Darstellung von Zustandsänderungen im *S, T*-Diagramm** 93
Zustandsänderungen, dargestellt im *P, v*-Diagramm (93), Zustandsänderungen im *S, T*-Diagramm (94).
Zweites Kapitel: **Darstellung von Wärmemengen im *S, T*-Diagramm** 94
Wärmemengen als Flächen (94), Allgemeine Darstellung der Wärmemengen im S,T-Diagramm (95), Isothermisch zugeführte Wärme (95), Darstellung des Carnotprozesses im S,T-Diagramm (95), Flüssigkeitswärme von Wasserdampf (96), Verdampfungswärme von Wasserdampf (97), Überhitzungswärme für Wasserdampf (97)

Seite

Drittes Kapitel: **Das *S, T*-Diagramm für Wasserdampf** 98
Die gegenseitige Annäherung der beiden Grenzkurven (98), Allgemeine Wärmeausnützung in Dampfmaschinen (99), Wärmeausnützung in einer Auspuffmaschine (99), Wärmeausnützung in einer Kondensationsmaschine (99), Unmöglichkeit besserer Wärmeausnützung (100), Vorteil hoher Dampfspannungen (100), Berechnung der Dampffeuchtigkeit bei adiabatischer Ausdehnung (101).

Siebenter Abschnitt.

Das *J, S*-Diagramm.

Erstes Kapitel: **Allgemeines** 102

Zweites Kapitel: **Entstehung des Diagrammes** 103
Grenzkurve (103), Das Gebiet der feuchten Dämpfe (103), Das Gebiet der überhitzten Dämpfe (104), Das Gesamtdiagramm (105).

Drittes Kapitel: **Benützung des *J, S*-Diagrammes** 105
Veränderung in der Beschaffenheit des Dampfes bei adiabatischen Zustandsänderungen (105), Leistung und Dampfverbrauch der „verlustlosen" Dampfmaschine (106), Thermischer Wirkungsgrad einer verlustlosen Dampfmaschine (106), Wert von hoher Überhitzung (108), Wirtschaftlichkeit von Abdampfturbinen (108), Berechnung der Ausströmgeschwindigkeit aus Düsen (109), Zustandsänderung des Dampfes bei Drosselung (110).

Erster Abschnitt.

Zustand und Zustandsänderungen.

Erstes Kapitel.

Kennzeichnende Merkmale für den Zustand eines Gases.

Zustand eines Gases. Die Technische Wärmelehre handelt von den Gesetzen, welchen luftförmige Körper unterliegen, wenn ihnen Wärme zugeführt oder entzogen wird. Als solche luftförmige Körper sollen zunächst nur die Gase betrachtet werden und auch sie nur in einer gewissen Form. Es wird nämlich später gezeigt werden, daß sich sämtliche Gase bei Anwendung geeigneter Mittel verflüssigen lassen — daß Luft z. B. auch in flüssiger Form vorkommt, dürfte heutzutage wohl schon jedermann bekannt sein. Die Gesetze, von denen hier zunächst die Rede sein soll, gelten nur dann, wenn die Gase von dem Punkte, wo ihre Verflüssigung beginnt, weit entfernt sind. Die Aufklärung darüber, wann sich ein Gas seiner Verflüssigung nähert, soll in einem späteren Kapitel gegeben werden. Zunächst handelt es sich darum, diejenigen Merkmale oder Kennzeichen eines Gases festzulegen, auf welche eine Wärmezuführung oder Wärmeentziehung von Einfluß ist, oder welche, wie man sich ausdrückt, den Zustand eines Gases bestimmen. Diese Kennzeichen sind: das Kilogramm-Volumen des Gases, sein Flächeneinheitsdruck und seine Temperatur.

Kilogramm-Volumen v. Unter kg-Volumen eines Gases — es soll im folgenden stets mit v bezeichnet werden im Gegensatz zum allgemeinen Volumen V — versteht man denjenigen Rauminhalt in cbm gemessen, den 1 kg eines Gases einnimmt. Man beachte wohl den Begriff des kg-Volumens. Nicht auf den Raum kommt es hier an, den irgendeine Gasmenge in irgendeinem Augenblicke einnimmt, sondern immer nur auf denjenigen Rauminhalt, auf dasjenige Volumen, welches eine Gewichtseinheit (1 kg) dieses Gases in dem betreffenden Augenblicke einnimmt oder einnehmen würde. Es ist also z. B. sehr wohl möglich, daß man etwa nur 1 cbdcm (1 lit) Gas zur Verfügung hat und trotzdem davon spricht, das kg-Volumen dieses Gases sei z. B. 2 cbm. Das wäre nämlich dann der Fall, wenn jenes 1 lit Gas $^1/_2$ g wöge; denn

dann brauchte man 2000 lit oder 2 cbm, um eben 1 kg dieses Gases zu bekommen.

Durch den Begriff des kg-Volumens ist man gewissermaßen unabhängig geworden von derjenigen Raummenge Gas, welche man augenblicklich zur Verfügung hat. Denn in dem eben gewählten Beispiele ist es offenbar ganz gleichgültig, ob man mit 1 lit, mit 10 lit oder mit 3000 lit Gas arbeitet; in allen drei Fällen müßte man sagen, das kg-Volumen des Gases ist 2 cbm, genauer ausgedrückt 2 cbm/kg.

Das Beispiel zeigt auch gleich, in welcher Weise das kg-Volumen eines Gases, falls es nicht gegeben sein sollte, berechnet werden kann. Es ist nämlich nur nötig, den zufällig vorhandenen Rauminhalt (in unserem Falle z. B. 1 lit = 0,001 cbm) durch das irgendwie festzustellende Gewicht (in unserem Falle 0,5 g = 0,0005 kg) zu dividieren; denn 0,001 : 0,0005 = 2. Allgemein: das kg-Volumen v (das Volumen der Gewichtseinheit) eines Gases erhält man, wenn man seinen jeweiligen Rauminhalt V, gemessen in cbm, durch sein Gewicht G in kg dividiert. Es ist also

$$v = \frac{V}{G}. \qquad (1)$$

Daß nur das kg-Volumen, nicht aber der jeweilige Rauminhalt ein kennzeichnendes Merkmal für ein Gas ist, dafür noch ein weiteres Beispiel: Man denke sich einen Kessel von 1 cbm Rauminhalt mit Leuchtgas von 10° C angefüllt. An dem Kessel sei ein schwach belastetes Sicherheitsventil angebracht. Erwärmt man den Kessel, so sucht sich das Gas bekanntlich auszudehnen: es drückt dabei das Sicherheitsventil auf, und ein Teil des Gases entweicht. Nachdem dies geschehen, werde durch Abkühlung des Kessels die Anfangstemperatur von 10° C wieder hergestellt. Für einen zweiten Versuch denke man sich das Sicherheitsventil fest zugeschraubt, dafür aber an dem Kessel ein Füllventil angebracht, durch welches jetzt, wie beim Aufpumpen eines Fahrradschlauches, weiteres Leuchtgas in größerer Menge in den Kessel hineingepumpt wird. Auch hier denke man sich nach dem Versuche die Anfangstemperatur von 10° C im Innern des Kessels wieder hergestellt. Es dürfte nun ganz klar sein, daß der Rauminhalt, welchen das Gas einnimmt, an sich kein kennzeichnendes Merkmal für die Beschaffenheit des jeweilig im Kessel befindlichen Leuchtgases sein kann: Nach beiden Versuchen befindet sich in dem Kessel genau wie vor den Versuchen 1 cbm Leuchtgas von 10° C. Die Angabe „1 cbm" würde also über die Beschaffenheit des Leuchtgases gar nichts aussagen. Ein

sehr wichtiges kennzeichnendes Merkmal dagegen ist in beiden Fällen das kg-Volumen: Da nach der Erwärmung gemäß Versuch 1 ein Teil des Gases aus dem Kessel entwichen ist, befindet sich nunmehr in dem Kessel offenbar ein geringeres Gasgewicht, das Gas ist also dünner geworden, das Volumen, welches 1 kg dieses verdünnten Gases einnehmen würde, also das kg-Volumen, ist größer als es vor dem Versuche 1 der Fall war. Am Schlusse des zweiten Versuches, nach der Verdichtung, dagegen befindet sich im Kessel ein viel größeres Gasgewicht; der Raum, den 1 kg eines solchen dichteren Gases einnimmt, ist viel kleiner als der Raum, den 1 kg des Gases vom Anfangszustande einnahm: das kg-Volumen dieses dichteren Gases ist also kleiner. Während demnach die Rauminhaltsangabe 1 cbm über die Beschaffenheit des Gases gar nichts aussagt, würde man durch die Angabe der Größe des kg-Volumens schon einen gewissen Anhalt über die Beschaffenheit des in dem Kessel befindlichen Leuchtgases besitzen.

Spezifisches Gewicht γ. Ein ganz ähnliches kennzeichnendes Merkmal für die Beschaffenheit eines Gases ist die Angabe des spezifischen Gewichtes, d. h. derjenigen Anzahl von kg, welche 1 cbm eines Gases wiegt. Das spezifische Gewicht ist offenbar der umgekehrte (reziproke) Wert des kg-Volumens. Beträgt das kg-Volumen v eines Gases 2 cbm/kg, so heißt das: 1 kg dieses Gases nimmt 2 cbm ein; dann wiegt aber offenbar 1 cbm dieses Gases $^1/_2$ kg oder mit anderen Worten: das spezifische Gewicht dieses Gases ist $\gamma = {}^1/_2$. Beträgt das kg-Volumen $v = 4$ cbm/kg, so ist das spezifische Gewicht (das Gewicht von 1 cbm) $\gamma = {}^1/_4$ kg, genauer geschrieben $^1/_4$ kg/cbm. In einer Formel ausgedrückt lautet also diese Beziehung:

$$\gamma = \frac{1}{v}. \qquad (2)$$

Bedeutet wiederum V den Rauminhalt, den ein Gas in einem bestimmten Augenblicke einnimmt, und G das Gewicht dieser Gasmenge, so ist, wie leicht einzusehen:

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{G}{V}. \qquad (3)$$

kg-Volumen und spezifisches Gewicht bilden also ein vollständig gleichwertiges Kennzeichen für die Beschaffenheit eines Gases. Eins ist durch das andere ohne weiteres gegeben.

Flächeneinheitsdruck P. Ein weiteres kennzeichnendes Merkmal für die Beschaffenheit eines Gases ist sein Flächeneinheitsdruck.

Auch hier beachte man wieder den Zusatz zu dem Worte Druck. In einem Zylinder befinde sich ein unter Pressung stehendes Gas. Durch

Messung habe sich ergeben, daß die von dem Gase auf einen im Zylinder befindlichen Kolben ausgeübte Kraft gerade 1000 kg betrage. Trotz dieser Angabe würde offenbar noch immer unbekannt bleiben, welche Spannung nun eigentlich dem Gase innewohnt. Die Angabe des Druckes von 1000 kg wäre also kein kennzeichnendes Merkmal für den Spannungszustand des betreffenden Gases, wenn nicht gleichzeitig auch die Größe des Kolbens gegeben wäre; denn je kleiner der Kolben ist, um so größer müßte offenbar die dem Gase innewohnende Pressung sein, damit der Druck auf den Kolben 1000 kg betrage und umgekehrt. Um diese Ungewißheit oder Umständlichkeit zu beseitigen, denkt man sich in der technischen Wärmelehre das Gas immer auf einen Kolben drückend, dessen Fläche gerade 1 qm beträgt und nennt nun den Druck des Gases auf diesen Kolben, oder allgemein den Druck des Gases auf 1 qm Fläche, den spezifischen Druck oder, wie wir ihn nennen wollen, den Flächeneinheitsdruck des Gases. Ist die Größe dieses Druckes gegeben, dann ist die Pressung des Gases offenbar eindeutig bestimmt, und man hätte z. B. immer nur festzustellen, wieviel qm Fläche der betreffende Kolben besitzt, um dann sofort den Gesamtdruck des Gases auf den Kolben zu haben. Der Flächeneinheitsdruck, ausgedrückt in kg/qm, soll im folgenden stets mit P bezeichnet werden.

Temperatur T. Das letzte kennzeichnende Merkmal für den wärmetechnischen Zustand eines Gases ist seine Temperatur. Mit welchem Maßstabe diese Temperatur in der technischen Wärmelehre gemessen wird, darüber soll weiter unten das Nähere gesagt werden.

Zweites Kapitel.
Druckmessungen.

Volumen- und Gewichtsmessungen bedürfen keiner besonderen Behandlung. Die Einheit des Volumens ist hier stets das cbm, die Einheit des Gewichtes das kg. Nicht so einfach dagegen steht es um die Messung des Gasdruckes, da hier je nach der Höhe des Druckes verschiedene Maßangaben üblich sind, die für die Rechnung unter Umständen erst in die betreffende Größe von P umgerechnet werden müssen.

Verschiedene Maßeinheiten. Eine sehr übliche Maßeinheit ist die Atmosphäre (at), das heißt der Druck, den die Außenluft auf die Flächeneinheit ausübt. Da dieser Außenluftdruck aber fortwährend wechselt (die Messung geschieht bekanntlich durch Barometer), so ist es nötig, einen ganz bestimmten Luftdruck sozusagen als Normalmaß-

stab festzusetzen. Für technische Zwecke ist es üblich geworden, jenen Luftdruck als Maßeinheit zu wählen, welcher genau 10 000 kg/qm oder 1 kg/qcm beträgt. Diesen Druck nennt man eine Atmosphäre (1 at).

Die Höhe h der Quecksilbersäule, welche diesem Luftdrucke das Gleichgewicht hält (Abb. 1 stellt bekanntlich den Grundgedanken eines Quecksilberbarometers dar), läßt sich sehr leicht berechnen: In der unten offenen Quecksilberröhre herrscht an der Stelle $x-x$ Gleichgewicht. Der auf das Quecksilber außerhalb der Röhre wirkende Flächeneinheitsdruck der Luft pflanzt sich nach dem bekannten physikalischen Gesetz der kommunizierenden Röhren in das Innere der Röhre fort, wirkt also in der Röhre selbst an der Stelle $x-x$ von unten nach oben und soll nach Voraussetzung $P = 10\,000$ kg/qm betragen. Hat nun die Röhre den Querschnitt F qm, so ist an der Stelle $x-x$ der von unten nach oben wirkende Gesamtdruck $= F \cdot P$ kg. Ebenso groß muß daher auch der Gegendruck (das heißt das Gewicht) der in der Röhre eingeschlossenen Quecksilbersäule sein. Dieses Gewicht ist aber $F \cdot h \times \gamma$, wenn h in m gemessen die Höhe der in der Röhre stehenden Quecksilbersäule und γ das spezifische Gewicht, d. h. das Gewicht von 1 cbm Quecksilber bei 0° C ist. Es ist demnach

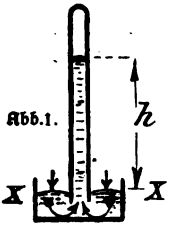


Abb. 1.

$$F \cdot h \cdot \gamma = F \cdot P \quad \text{oder}$$

$$h = \frac{P}{\gamma} = \frac{10000}{13595} = 0{,}7355 \text{ m oder gewöhnlich abgerundet}$$

$$= \sim 736 \text{ mm Qu. (Millimeter Quecksilbersäule.)}$$

$\gamma = 13595$ kg/cbm ist das spezifische Gewicht des Quecksilbers bei 0° C. Hängt das Barometer in einem Raume, der eine von 0° C wesentlich verschiedene Temperatur hat, dann muß für genauere Rechnungen die dadurch hervorgerufene Änderung des spezifischen Gewichtes berücksichtigt werden.

Besteht die Flüssigkeit im Rohre nicht aus Quecksilber, sondern z. B. aus Wasser, so ergibt sich, da für Wasser $\gamma = 1000$ kg/cbm ist,

$$h = \frac{P}{\gamma} = \frac{10000}{1000} = 10 \text{ m WS (Meter Wassersäule).}$$

Auf Grund der eben angeführten Erörterungen kann also der Druck eines Gases in vier verschiedenen Arten angegeben werden: 1. Durch Angabe des Flächeneinheitsdruckes P, gemessen in kg/qm; 2. in Atmosphären (at); 3. durch die Höhe einer Quecksilbersäule in mm, oder

endlich 4. durch die Höhe einer Wassersäule (in m oder mm), welche dem Drucke des Gases das Gleichgewicht halten würde.

Es kann jedoch nicht nachdrücklich genug hervorgehoben werden, daß die technische Wärmelehre in ihren Formeln stets nur mit Flächeneinheitsdrücken, also kg/qm rechnet. Irgendeine andere Angabe des Druckes in at, mm Qu oder m- oder mm WS muß für die Berechnung in der Regel erst in Flächeneinheitsdruck umgerechnet werden. Einige Ausnahmen sollen später besonders hervorgehoben werden.

Absoluter Druck und Überdruck. Zu beachten ist ferner bei der Angabe des Druckes, ob es sich um absoluten Druck oder um Überdruck handelt. Übt z. B. ein Gas auf einen Kolben, der sich in einem Zylinder bewegt, einen Druck von 30 000 kg/qm aus, so könnte die Angabe bequemer lauten, das Gas hat einen Druck von 3 at, genauer gesagt 3 at abs (absolut). Drückt nämlich auf die andere Seite des Kolbens die Außenluft mit einem Flächeneinheitsdruck von 10 000 kg/qm = 1 at, so sagt man auch: das im Zylinder eingeschlossene Gas habe einen Druck von 3 — 1 = 2 at Ue (Überdruck, nämlich über die Außenluft). Auch hier wieder muß nachdrücklich darauf hingewiesen werden, daß die technische Wärmelehre grundsätzlich nur mit absoluten Drücken rechnet, was sich offenbar schon deswegen als notwendig erweist, weil ja der Druck der Außenluft ständigen Schwankungen unterliegt. In sämtlichen späteren Formeln sind also unter P stets nur die absoluten Drücke und zwar, wie schon erwähnt, in kg/qm zu verstehen.

Die eben angestellten Betrachtungen sind für das Folgende von so großer Wichtigkeit, daß es angebracht erscheint, eine Reihe von Beispielen hier einzuschalten.

Beispiele. 1. Abb. 2 stellt ein zweiteiliges Gefäß dar. Die linke Hälfte stehe etwa mit einem Dampfmaschinenkondensator in Verbindung. Ein angesetztes, am anderen Ende offenes Röhrchen sei zum Teile mit Quecksilber gefüllt, welches sich infolge des in a herrschenden Druckes (welcher kleiner ist als der Druck der Außenluft!) in dem Röhrchen so einstellt, wie es die Abbildung angibt. Die Entfernung der beiden Quecksilberspiegel betrage $h = 600$ mm. Auf einem Quecksilberbarometer, das in demselben Raume hängt wie jenes Gefäß, wird zu gleicher Zeit ein Barometer-

Abb. 2.

stand der Luft von $B = 740$ mm Qu abgelesen. Wie groß ist der absolute Druck P in dem Raume a?

Auf den linken, tieferen Quecksilberspiegel drückt von oben nach unten der Druck der Außenluft, entsprechend einer Quecksilberhöhe $B = 740$ mm. Von unten nach oben drücken erstens eine Quecksilbersäule von der Höhe $h = 600$ mm und zweitens der fragliche absolute Druck P_a im Raume a, entsprechend x mm Qu. Wegen des in der Trennungsschicht zwischen Luft und Quecksilber herrschenden Gleichgewichtes muß also sein

$B = h + x$, woraus $x = B - h = 740 - 600 = 140$ mm Qu.

Da 736 mm Qu einer at entsprechen, so beträgt im Raum a der absolute Druck $p = \frac{140}{736} \cdot 1 = \sim 0{,}19$ at oder $P_a = 1900$ kg/qm.

2. Die rechte Hälfte b des obigen Gefäßes stehe mit einem drückenden Ventilator in Verbindung. In dem angesetzten Glasröhrchen befinde sich Wasser, wobei $h = 250$ mm sei. Der Barometerstand der Außenluft sei wieder $B = 740$ mm Qu. Wie groß ist der absolute Druck im Raume b?

Auf den linken, tiefer befindlichen Wasserspiegel drückt von oben nach unten der im Gefäßteile b herrschende Druck P, entsprechend etwa y mm Qu. Von unten nach oben dagegen eine Wassersäule von h mm WS, entsprechend h' mm Qu, und außerdem der Luftdruck von $B = 740$ mm Qu. Es ist also, da Gleichgewicht herrscht, in diesem Falle

$$y = B + h'.$$

Nun entsprechen 10 000 m WS einer Quecksilbersäule von 736 mm; 250 mm WS entsprechen also $h' = \frac{250}{10000} \cdot 736 = 18{,}4$ mm Qu, so daß also $y = 740 + 18{,}4 = 758{,}4$ mm Qu, entsprechend

$$\frac{758{,}4}{736} = 1{,}03 \text{ at abs oder } P_b = 10\,300 \text{ kg/qm}.$$

Kürzer drückt man sich in der Praxis gewöhnlich so aus, daß man sagt: im Raume a herrscht ein Unterdruck (und nicht wie meist fälschlich gesagt wird „eine Luftleere") von 600 mm Qu, im Raume b herrscht ein Überdruck von 250 mm WS.

3. Die Druckmesser (Manometer) unserer Dampfkessel zeigen stets die im Kessel herrschende Dampfspannung in at Ue. Steht also der Zeiger des Manometers auf 3, so heißt das: im Kessel herrscht ein Dampfdruck, der den Druck der Außenluft um 3 at übersteigt. Für

überschlägige Rechnungen genügt es dann vielfach zu sagen: Also beträgt die absolute Spannung des Dampfes 3 + 1 = 4 at abs. Für genaue Rechnungen muß der an dem betreffenden Tage und Orte herrschende Barometerdruck festgestellt werden. Es sei z. B. angenommen, der Dampfkessel stehe hoch oben im Gebirge, wo der Barometerstand an dem betreffenden Tage 625 mm Qu beträgt entsprechend $\frac{625}{736} = 0{,}85$ at. Der genaue absolute Druck des Dampfes ist dann also nicht 4, sondern nur 3,85 at abs oder

$$P = 38\,500 \text{ kg/qm}.$$

Drittes Kapitel.

Allgemeines über Zustandsänderungen.

Erklärungen. kg-Volumen (an dessen Stelle auch spezifisches Gewicht treten kann), Flächeneinheitsdruck und Temperatur sind, wie wir gesehen hatten, diejenigen Merkmale eines Gases, auf welche eine Erwärmung (Wärmezuführung) oder Abkühlung (Wärmeabführung) von Einfluß sind, oder welche, wie man sagt, den Zustand eines Gases bestimmen. Es wird weiter unten gezeigt werden, daß sogar nur die Kenntnis von zweien dieser drei Größen notwendig ist, um den Zustand eines sonst bekannten Gases in einem bestimmten Augenblick völlig eindeutig zu bestimmen. Ändert sich (z. B. infolge von Wärmezuführung oder Wärmeabführung) eine oder mehrere dieser drei Bestimmungsgrößen, so sagt man, das Gas habe eine Zustandsänderung durchgemacht, und die Gesetzmäßigkeit dieser Änderungen festzustellen, bildet eine der wesentlichsten Aufgaben der technischen Wärmelehre.

Bildliche Darstellung einer Zustandsänderung mit Hilfe des *P, v*-Diagrammes. Um ein anschauliches Bild einer Zustandsänderung zu gewinnen, denke man sich folgende Versuchsanordnung: In einem Zylinder von bekanntem Querschnitt bewege sich reibungslos ein Kolben und schließe hinter sich gerade 1 kg irgendeines Gases ein (Abb. 3). Über dem Zylinder sei eine Tafel angebracht und auf dieser Tafel werde nun bei jeder Kolbenstellung genau über der inneren Kante des

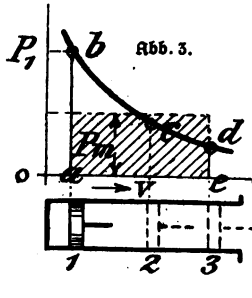


Abb. 3.

Kolbens der jeweilige Flächeneinheitsdruck P des Gases von einer Grundlinie $0 - 0$ in einem bestimmten Maßstabe aufgetragen. Die dadurch entstehende Kurve gibt ein anschauliches Bild über die Zustandsänderung des Gases bei jeder Kolbenbewegung, denn v sowohl wie P können durch einfaches Abmessen auf der Tafel bestimmt werden, und damit ist auch, wie noch weiter unten gezeigt werden wird, der gesamte Zustand des betreffenden Gases in jedem Augenblick eindeutig bestimmt.

Die Aufzeichnung solcher Kurven kann übrigens selbsttätig unter Vermittelung des Kolbens geschehen bei Anwendung sogenannter Indikatoren, wie sie bei Kolbenkraftmaschinen (Dampfmaschinen, Gasmaschinen usw.) viel in Gebrauch sind. Näheres darüber s. z. B. des Verf. Dampfmaschine I, AlluG. Bd. 393.

Arbeitsleistung bei einer Zustandsänderung. Aus der z. B. vom Indikator selbsttätig aufgezeichneten Kurve läßt sich nun aber auch noch etwas anderes herauslesen als nur die Art und Weise, in welcher sich die Zustandsänderung von der Kolbenstellung 1 bis zur Kolbenstellung 3 abspielt. Die unter der Kurve liegende Fläche bis zur Linie $0 - 0$ stellt gleichzeitig die Arbeit in mkg dar, welche bei der durch die Kurve dargestellten Zustandsänderung von dem Kolben geleistet wird oder bei entgegengesetzter Kolbenbewegung auf den Kolben übertragen werden muß.

Im Punkte 1 lastet auf der Kolbenfläche F ein Flächeneinheitsdruck von der Höhe $ab = P_1$ kg/qm. Dieser Druck wird, während der Kolben vorwärts schreitet, immer kleiner, bis er im Punkte 3 nur noch $ed = P_3$ kg/qm beträgt. Der auf den Kolben wirkende Gesamtdruck ergibt sich durch Multiplikation der Kolbenfläche (in qm) mit dem jeweiligen Flächeneinheitsdruck P (in kg/qm), stellt also eine bestimmte Größe in kg dar. Der Weg des Kolbens von 1 nach 3 wird in m gemessen, mithin hat der Kolben auf dem Wege von 1 nach 3 eine gewisse Arbeit in mkg geleistet. Um die Größe dieser Arbeit zu finden, kann man sich auf dem ganzen Wege von 1 nach 3 einen stets gleichbleibenden Druck $F \cdot P_m$ auf den Kolben wirkend denken, der so groß ist, daß die auf diese Weise von dem Kolben geleistete Arbeit genau gerade so groß ist, als die Arbeit des Kolbens während jener Zustandsänderung von 1 bis 3. Die Arbeit im zweiten Falle wird nun offenbar dargestellt durch das Rechteck von der Länge ae und der Höhe P_m. Da nun im ersten Falle der mit ständig abnehmender Größe auf den

Kolben wirkende Druck auf dem Wege von 1 nach 3 genau dieselbe Arbeit verrichten soll, so folgt also daraus: die Fläche $abcde$ muß genau so groß sein wie das Rechteck $ae \times P_m$.

Damit bietet sich aber ein Weg, um aus der aufgezeichneten Kurve die von dem Kolben auf dem Wege von 1 nach 3 geleistete Arbeit zu finden. Man stellt zunächst den Inhalt der Fläche $abcde$ z. B. in qcm fest, teilt diese Zahl durch die ebenfalls in cm gemessene Länge der Strecke ae und bekommt dadurch die Höhe P_m in cm, die nun, gemessen in dem Maßstabe, in welchem die Drücke P aufgetragen sind, den mittleren Druck auf den Kolben darstellt.

Beispiel. Der Inhalt der zwischen der Kurve und der Nullinie befindlichen Fläche sei 144 qmm, die Länge ae sei 1,8 cm, dann wird der mittlere Druck dargestellt durch eine Strecke $P_m = 144 : 18 = 8$ mm. Ist die Abbildung so gezeichnet, daß z. B. 2 mm Höhe 1 at entspricht, so lastet also auf dem Kolben ein mittlerer Druck von $8 : 2 = 4$ at $= 40\,000$ kg/qm. Hat nun der Kolben z. B. eine Fläche von 0,5 qm, so ist der gedachte, ständig gleichbleibende Druck auf den Kolben

$$0{,}5 \times 40\,000 = 20\,000 \text{ kg}.$$

Beträgt der Kolbenhub von 1 nach 3 in Wirklichkeit, d. h. in der Maschine, 0,8 m, so ergibt sich die bei der dargestellten Zustandsänderung von 1 bis 3 geleistete Arbeit des Kolbens zu $20\,000 \times 0{,}8 = 16\,000$ mkg.

Viertes Kapitel.

Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur. (Isothermische Zustandsänderung.)

Gesetz von Boyle (oder Mariotte). In unserem Versuchszylinder Abb. 3 befinde sich eingeschlossen 1 kg Gas von der Spannung P kg/qm. Der auf den Kolben wirkende Druck wird nun versuchen, den irgendwie belasteten Kolben nach rechts hinauszutreiben, wobei offenbar nicht nur die Spannung, sondern im allgemeinen auch die Temperatur des Gases allmählich abnimmt. Sorgt man jedoch durch entsprechende Erwärmung des Zylinders dafür, daß während des Vorwärtsschreitens des Kolbens die Tempetatur des Gases immer dieselbe bleibt, dann besagt ein von dem englischen Physiker Boyle zuerst ausgesprochenes, gewöhnlich jedoch nach dem französischen Physiker Mariotte benanntes Gesetz, daß in einem solchen Falle das aus dem jeweiligen Flächeneinheitsdruck P und dem zugehörigen kg-Volumen v gebildete Produkt, also die Größe $P \cdot v$ für je eine be-

stimmte Temperatur immer denselben Wert hat. In einer Formel ausgedrückt lautet diese Beziehung z. B. für die drei Kolbenstellungen 1, 2, 3 folgendermaßen: Bleibt die Temperatur während der Zustandsänderung stets die gleiche (aber auch nur unter dieser Voraussetzung!), so ist

$$P_1 \cdot v_1 = P_2 \cdot v_2 = P_3 \cdot v_3 \text{ oder allgemein } P \cdot v = C, \qquad (4)$$

wobei C einen gewissen unveränderlichen Wert darstellt, der von der Temperatur abhängt, bei welcher die Zustandsänderung vor sich geht.

Die eben gefundene Gleichung läßt sich auch in der Form schreiben:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{v_2}{v_1} \quad \text{oder} \quad \frac{P_1}{P_3} = \frac{v_3}{v_1} \text{ usw.}$$

und heißt dann in Worten: Bei gleichbleibender Temperatur verhalten sich die jeweiligen Flächeneinheitsdrücke umgekehrt wie die zugehörigen kg-Volumina.

Gestalt der „Isotherme". Wie sieht nun die zugehörige Kurve aus, die wir uns auf der über dem Zylinder (Abb. 3) angeordneten Tafel in der früher beschriebenen Weise aufgezeichnet denken wollen? Ist das Volumen von v_1 bis v_2 auf das Doppelte angewachsen, dann muß also die Spannung P_2 nur noch die Hälfte von P_1 betragen, ist das Volumen bei v_3 auf den dreifachen Wert gestiegen, so ist die Spannung P_3 auf den dritten Teil der ursprünglichen Spannung P_1 gesunken usw. Verbindet man die Endpunkte der so gefundenen Spannungen, so erhält man eine Kurve, die in Abb. 4 mit T bezeichnet ist. Es ist eine sogenannte gleichseitige Hyperbel, die aber bei dem betreffenden Gase, was wohl zu beachten ist, nur gilt für die gleichbleibende Temperatur T. Für eine höhere Temperatur T' ergäbe sich z. B. die Kurve T', für eine geringere Temperatur T'' die Kurve T'' usw. Wegen der stets gleichbleibenden Temperatur führt diese Zustandsänderung den Namen isothermische Zustandsänderung (von dem griechischen Worte isos gleich und thermos warm). Auch die Kurven selbst werden in der Regel kurz als Isothermen für die Temperaturen T, T' usw. bezeichnet.

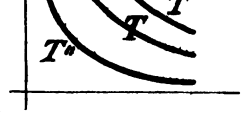


Abb. 4.

Anwendungen. Vermöge der soeben gefundenen Beziehung kann der auf S. 9 erwähnte Indikator gelegentlich sogar zur Bestimmung der Temperatur im Inneren eines Zylinders dienen. Ein Kolbengebläse (s. des Verf. Hebezeuge, AMuG. Bd. 196) habe Luft in den

Zylinder eingesaugt, Kolbenstellung 3 Abb. 3. Durch Hineindrücken des Kolbens bis auf die Stellung 2 werde die Luft verdichtet und die sich bei dieser Zustandsänderung ergebende Kurve vermittelst eines Indikators auf einem Papierblatt aufgezeichnet. Die Untersuchung der Kurve ergebe, daß sich die jeweiligen Drücke umgekehrt verhalten wie die zugehörigen Volumina der im Zylinder eingeschlossenen Luft. Man kann dann also umgekehrt ohne jede Temperaturmeßvorrichtung sofort sagen, daß auch bei der Stellung 2 die Temperatur im Inneren des Zylinders noch genau dieselbe ist, wie sie bei der Kolbenstellung 3 war.

Es könnte eingewendet werden, daß ja aus den Abmessungen des Zylinders nur der tatsächliche Rauminhalt der angesaugten Luft, nicht aber das kg-Volumen entnommen werden könne. Das ist allerdings richtig. Aber da sich ja während der Verdichtung das Gewicht G der angesaugten Luftmenge nicht ändert, verhalten sich gemäß Formel 1 S. 2 die kg-Volumina

$$v_2 : v_3 = \frac{V_2}{G} : \frac{V_3}{G}, \text{ also } = V_2 : V_3,$$

das heißt genau wie die tatsächlichen Volumina; und da es hier nur auf das Verhältnis der beiden Volumina ankommt, können in diesem Falle in die Formel die leichter zu bestimmenden tatsächlichen Volumina statt der kg-Volumina eingesetzt werden.

Genau dasselbe gilt auch für die Drücke: Dort, wo es sich nur um das Verhältnis von Drücken handelt, können sie in irgendeiner der auf S. 5 angegebenen Einheiten in die Formeln eingesetzt werden.

Arbeitsleistung bei isothermischer Zustandsänderung. Wie schon auf S. 10 gefunden wurde, ist die von einem Gase während einer Zustandsänderung geleistete Arbeit gleich der unterhalb der Kurve liegenden Fläche. Die Größe dieser Fläche läßt sich aber bei der Isotherme mit Hilfe der höheren Mathematik auch rechnerisch sehr leicht finden. Betrachtet man (Abb. 5) während des unendlich kleinen Kolbenweges dv die Spannung P als gleichbleibend, so besteht die ganze breitgestrichelte Fläche aus einer unendlich großen Anzahl solcher kleinen schmalen Rechtecke $P \times dv$, bei welchen P die verschiedenen durch die betreffende Kurve und die Nullinie festgelegten Werte von P_1 bis P_2 durchläuft. Nach der Schreibweise der höheren Mathematik ist dann die gestrichelte Fläche

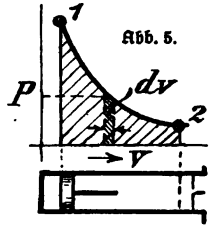


Abb. 5.

und damit auch die durch sie dargestellte Arbeit zunächst allgemein für jede Zustandsänderung

$$L = \int_{v_1}^{v_2} P \times dv,$$

wobei das Integral zu lösen ist, wenn man weiß, in welcher Weise P von v abhängt. Diese Abhängigkeit ist aber hier bei der Isotherme, d. h. bei der gleichseitigen Hyperbel, eine sehr einfache, nämlich nach Formel 4 S. 11 $P \cdot v = P_1 \cdot v_1$ oder $P = P_1 \cdot v_1 \cdot \frac{1}{v}$.

Trägt man diesen Wert für P in die Gleichung für L ein und setzt die veränderlichen Werte P_1, v_1 vor das Integralzeichen, so erhält man

$$L = P_1 \cdot v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = P_1 \cdot v_1 \cdot \log\text{nat} \frac{v_2}{v_1}.$$

Die Werte für P sind einzusetzen in kg/qm, die Werte für v in cbm/kg. Es stellt also der durch die Formel ausgedrückte Wert von L diejenige Arbeit in mkg dar, welche 1 kg des Gases unter den angegebenen Verhältnissen verrichtet.

Da wegen der Isotherme $v_2 : v_1 = P_1 : P_2$ ist, kann man die Arbeit (in mkg) bei isothermischer Zustandsänderung von 1 kg Gas auch schreiben: $L = P_1 \cdot v_1 \log\text{nat} \frac{P_1}{P_2}$ oder auch $= P_2 \cdot v_2 \log\text{nat} \frac{P_1}{P_2}$, (5)

wobei zu beachten ist, daß unter P_1 immer die höhere der beiden Spannungen zu verstehen ist.

1. **Beispiel: Arbeitsbedarf zur Luftverdichtung.** Der Linienzug Abb. 6, Diagramm genannt, gibt die Reihenfolge der Zustände und Zustandsänderungen, wie sie sich theoretisch hinter dem Kolben einer Luftverdichtungsvorrichtung (Kompressor) abspielen: Auf dem Wege von 1 nach 2 saugt der Kolben Luft von der Temperatur T in den Zylinder hinein. Hinter dem Kolben herrscht dann die Spannung $P_1 = P_2$, die ungefähr der Spannung der Außenluft (1 at abs) entsprechen wird. Ist der Kolben in seiner rechten Endstellung angelangt, so schließt sich das Saugventil am Zylinder, und die Luft wird von dem zurückgehenden Kolben, wie wir annehmen wollen, isothermisch verdichtet (Zustandsänderung 2, 3). Im Punkte 3 öffnet sich das Auslaßventil im Zylinder und die verdichtete Luft von der Spannung P_3 (= 3 at abs angenommen) wird auf dem weiteren Kolbenrückgange (Weg 3, 4) aus dem Zylinder in einen Sammel-

das heißt aber, es muß sein: $P_3 : P_2 = P_2 : P_1$ oder $P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3}$, das heißt im vorliegenden Falle bei $P_3 = 16$ at abs und $P_1 = 1$

$P_2 = 40000$ kg/qm $= 4$ at (nicht etwa $^1/_2 [16 - 1] = 7{,}5$ at).

In derselben Weise würde sich z. B. bei einer Verdichtung in drei Zylindern hintereinander (dreistufige Verdichtung) ergeben:

$$P_4 : P_3 = P_3 : P_2 = P_2 : P_1 \text{ usw.}$$

Es muß also in sämtlichen Druckstufen das Druckverhältnis das gleiche sein.

Fünftes Kapitel.

Zustandsänderung bei gleichbleibender Spannung P. (Gesetz von Gay-Lussac.)

Erwärmt man das Gas während des Fortschreitens des Kolbens (Abb. 8) so stark, daß dabei die Spannung unverändert bleibt, so besagt ein von dem französischen Physiker Gay-Lussac ausgesprochenes Gesetz, daß die Volumenzunahme des Gases in ganz bestimmter Weise von der Temperaturzunahme abhängt, so zwar, daß jedes Gas, dessen Temperatur 0° beträgt, sich um den 273. Teil seines Volumens ausdehnt, wenn seine Temperatur um 1° steigt, und daß auch bei jeder weiteren Temperaturzunahme eine entsprechende Vermehrung, bei jeder Temperaturabnahme dagegen eine entsprechende Verringerung des Volumens eintritt. Nimmt die Temperatur, von 0° C aus gemessen, um 3° zu, so beträgt auch die Volumenzunahme $^3/_{273}$, nimmt die Temperatur um 3° unter Null ab, so nimmt auch das Volumen des Gases um $^3/_{273}$ ab. Nach dieser Betrachtung müßte bei einer Temperaturabnahme von 273° das Volumen des Gases sich um $^{273}/_{273}$ vermindert haben, das Volumen also in diesem Augenblicke zu Null geworden sein.

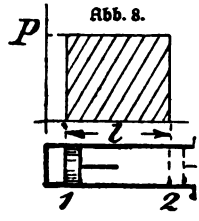


Abb. 8.

Absolute Temperatur. Daß ein solches Verschwindenlassen eines Gases durch weitgehende Abkühlung unmöglich sein muß, sagt natürlich eine einfache Überlegung. Der Trugschluß beruht darauf, daß jenes Gesetz der Volumenabnahme eben nicht unbegrenzt gültig ist. Trotzdem ist jener Zustand für die technische Wärmelehre von großer Bedeutung. Er stellt keinen wirklich erreichbaren, sondern nur einen gedachten Grenzzustand dar, bei dem eben jede weitere Wärmeabführung, also auch jede weitere Temperaturabnahme, unmöglich ist.

Man nennt ihn daher auch den absoluten Nullpunkt und rechnet in der technischen Wärmelehre alle Temperaturen von diesem Nullpunkte aus, nicht etwa von dem Gefrierpunkte des Wassers. Sie heißen absolute Temperaturen und werden im folgenden stets mit T bezeichnet werden, zum Unterschiede von den vom Gefrierpunkte des Wassers aus gerechneten und mit t bezeichneten Temperaturen. Sagt man also z. B., die absolute Temperatur eines Gases sei $T = 300^0$, so heißt das: die Temperatur beträgt in Graden der gewöhnlichen Skala (nach Celsius) $t = 300 - 273 = 27^0$ C.

Gleichung des Gay-Lussacschen Gesetzes. Ist das kg-Volumen des Gases im Anfangszustande v_0 und findet eine Erwärmung des Gases um 1^0 C statt, so hat sich nach den obigen Betrachtungen, wenn man der Kürze wegen $\frac{1}{273} = \alpha$ setzt, das ursprüngliche Volumen vergrößert um αv_0, und es beträgt nach der Erwärmung um 1^0 C das Volumen $v' = v_0 + \alpha \cdot 1 \cdot v_0 = v_0 (1 + \alpha \cdot 1)$,
nach der Erwärmung um 2^0C $v'' = v_0 + \alpha \cdot 2 \cdot v_0 = v_0 (1 + \alpha \cdot 2)$,
nach der Erwärmung um t^0

$$v_t = v_0 (1 + \alpha t) = v_0 \alpha \left(\frac{1}{\alpha} + t\right) = v_0 \alpha (273 + t),$$

nach der Erwärmung um t'^0 $v_{t'} = v_0 \alpha (273 + t')$,

das heißt, es verhält sich

$$\frac{v_t}{v_{t'}} = \frac{273 + t}{273 + t'} = \frac{T}{T'}. \qquad (6)$$

Damit ergibt sich nun aber ein sehr kurzer Ausdruck für das Gesetz von Gay-Lussac: Es verhalten sich bei gleichbleibendem Druck die Volumina wie die absoluten Temperaturen. Ist die absolute Temperatur (wohl zu beachten: nicht etwa die Temperatur vom Gefrierpunkte des Wassers aus gerechnet!) auf das Doppelte gestiegen, so ist auch das Volumen auf das Doppelte angewachsen usw.

Anwendung. Auch dieses Gesetz läßt sich dazu verwenden, um ähnlich wie es bei der isothermischen Zustandsänderung angegeben wurde, eine Temperaturmessung in einem Zylinder vorzunehmen ohne Anwendung eines Thermometers. Es befinde sich z. B. im Zylinder hinter dem Kolben (Stellung 1 Abb. 8) ein hochgespanntes Gas, z. B. Luft. Der Kolben schreite vorwärts und gelange nach Stellung 2, wobei der Indikator eine wagerechte gerade Linie beschreibe, ein Zeichen dafür, daß die Spannung ungeändert blieb. Dann läßt sich allein aus dieser vom Indikator aufgeschriebenen Linie ersehen, daß auch die ab-

solute Temperatur im Inneren des Zylinders in demselben Maße zugenommen hat, wie das hinter dem Kolben befindliche Volumen; eine Zustandsänderung, wie sie z. B. bei einer gewissen Art von Gasmaschinen, den sogenannten Dieselmaschinen, vorkommt.

Sechstes Kapitel.

Das vereinigte Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz.

Ableitung der Formel. Die stark ausgezogene Kurve (Abb. 9) stelle den Verlauf irgendeiner Zustandsänderung vor, deren Gesetzmäßigkeit nicht bekannt sei, so daß es z. B. zunächst nicht möglich ist, mit Hilfe der vorher besprochenen Gesetze die Temperatur im Zustande 2 lediglich aus der Form der Kurve zu berechnen, auch wenn die Temperatur bei der Kolbenstellung 1 gegeben ist. Eine einfache Betrachtung zeigt jedoch, daß dies trotzdem möglich ist. Um vom Punkte 1 zu Punkt 2 der Kurve zu gelangen, lasse man das Gas zunächst eine isothermische Zustandsänderung durchmachen und zwar so lange, bis die Spannung des Gases auf P_2 gesunken ist, was bei der Kolbenstellung 1′ der Fall sein möge. Dann ist aber nach dem Mariotteschen Gesetze (S. 11) $\frac{P_1}{P_2} = \frac{v'}{v_1}$, wobei also $v' = v_1 \frac{P_1}{P_2}$ berechnet werden kann.

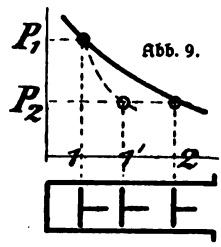


Abb. 9.

Von der Kolbenstellung 1′ aus lasse man das Gas bis zum Punkte 2 eine Zustandsänderung bei gleichbleibender Spannung durchmachen. Dann ist nach dem Gesetz von Gay-Lussac (Formel 6 a. v. S.)

$$\frac{T_2}{T'} = \frac{v_2}{v'} \text{ oder } v' = v_2 \frac{T'}{T_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

weil ja wegen der Isotherme $T' = T_1$ ist.

Beide Werte für v' müssen natürlich einander gleich sein, und man erhält demnach $\frac{v_1 P_1}{P_2} = v_2 \frac{T_1}{T_2}$ oder $\frac{v_1 P_1}{T_1} = \frac{v_2 P_2}{T_2}$. (7)

Da Punkt 2 ganz willkürlich gewählt worden ist, ergibt sich die eigentümliche Beziehung, daß der Ausdruck $\frac{vP}{T}$ für ein bestimmtes Gas bei jeder beliebigen Zustandsänderung stets denselben Wert behält, für jedes Gas aber natürlich einen anderen Wert hat. Man bezeichnet daher diesen für ein bestimmtes Gas stets gleichbleibenden

Wert als Gaskonſtante R und kann alſo das eben gefundene Geſetz auch in der Form ſchreiben: $\frac{Pv}{T} = R$ oder

$$Pv = RT. \tag{8}$$

Die folgende kleine Tabelle gibt eine Anzahl ſolcher Gaskonſtanten für einige in der Technik wichtigen Gaſe. Es iſt R für

Ammoniak $NH_3 = 49{,}6$	Stickſtoff $N_2 = 30{,}2$
Schweflige Säure $SO_2 = 13{,}2$	Waſſerſtoff $H_2 = 420$
Luft $= 29{,}26$	Kohlenoxyd $CO = 30{,}25$
Sauerſtoff $O_2 = 26{,}5$	Kohlenſäure $CO_2 = 19{,}25$.

Mechaniſche Deutung der Gaskonſtanten R. Die Gaskonſtante braucht nicht als reiner Zahlenwert aufgefaßt zu werden. Angenommen, es befinde ſich im Zylinder bei der Kolbenſtellung 1 (Abb. 8, S. 16) 1 kg Gas von dem Flächeneinheitsdruck P kg/qm. Der Querſchnitt des Zylinders betrage F qm, dann iſt der auf den Kolben insgeſamt ausgeübte Druck $= P \cdot F$ kg. Es ſei nun durch entſprechende Wärmezuführung dafür geſorgt, daß, während der Kolben um l m vorwärts ſchreitet, alſo das Volumen $v_2 - v_1 = v$ zurücklegt, die Spannung P und damit auch der Geſamtdruck auf den Kolben unverändert bleibt. Die Temperatur des Gaſes ſteigt dabei, wie wir früher gefunden hatten, andauernd von T_1 auf T_2 an. Auf ſeinem Wege l hat nun der Kolben offenbar die Arbeit $P \cdot F \times l$ mkg geleiſtet, oder, da $F \times l = v_2 - v_1 = v$ iſt, ſo iſt die vom Kolben geleiſtete Arbeit $L = P \cdot v$ mkg, ſie wird durch die geſtrichelte Fläche dargeſtellt und kann geradezu durch Ausmeſſung dieſer Fläche (ſ. S. 9) feſtgeſtellt werden, wenn die Maßſtäbe für P und v gegeben ſind.

Da die Temperatur während dieſer Arbeitsleiſtung um T^0 geſtiegen iſt, ſo kann $R = \frac{Pv}{T}$ aufgefaßt werden als diejenige Arbeit in mkg, welche 1 kg eines Gaſes für je 1^0 Temperaturzunahme leiſtet, eine Überlegung, die an ſpäterer Stelle von Bedeutung ſein wird.

Zahlenbeiſpiel. Ein einfaches Zahlenbeiſpiel ſoll die Richtigkeit des eben Geſagten beweiſen. Bei einem Barometerſtande von 760 mm Qu nimmt 1 kg Luft von 0^0 C einen Raum von 0,773 cbm ein (ſ. auch das folgende Beiſpiel 2 S. 21). Es ſoll nun angenommen werden, die Luft befinde ſich in einem oben offenen Zylinder von 1 qm Querſchnitt unter einem gewichtsloſen Kolben, der ſich reibungslos im Zylinder bewegen kann. Die Höhe h der unteren Kolbenfläche über dem Boden des

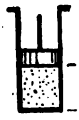


Abb. 10.

Zylinders (Abb. 10) muß dann offenbar 0,773 m betragen. Erwärmt man die Luft um 1° C, so dehnt sie sich, wie früher gezeigt wurde, um $\frac{1}{273}$ ihres Volumens aus, d. h. der Kolben wird um $\frac{0{,}773}{273} = 0{,}00283$ m gehoben. Nun lastet aber auf dem Kolben der Druck der Außenluft, entsprechend einem Barometerstande von 760 mm Qu, d. h. ein Gesamtdruck von

$$1 \times 10\,000\ \frac{760}{735{,}5} = 10\,333 \text{ kg}.$$

Diese Last hat der Kolben bei seinem Aufwärtsgange um 0,00283 m gehoben. Die von 1 kg Luft bei 1° C Temperaturzunahme geleistete Arbeit beträgt also $0{,}00283 \cdot 10333 = 29{,}26$ mkg. Das ist aber der Wert der oben angegebenen Gaskonstante R für Luft.

Die Formel $Pv = RT$, die allgemeine Zustandsgleichung der Gase, wie sie häufig genannt wird, gilt für sämtliche überhaupt denkbaren Zustandsänderungen. Sie stellt eine Art Universalformel dar und dürfte vielleicht die wichtigste Formel der ganzen technischen Wärmelehre sein. Es erscheint daher angebracht, sie einer genauen Betrachtung zu unterziehen und ihre Anwendung durch eine Reihe von Beispielen zu erläutern. Zunächst ergibt sich, daß die Formel, was ja eigentlich schon aus ihrer Ableitung folgt, die früher abgeleiteten Formeln 4 (S. 11) und 6 (S. 17) in sich schließt:

1. Ist z. B. die Zustandsänderung eine isothermische, dann ist eben $T_1 = T_2$ und aus Formel 7 (S. 18) wird die einfache Formel (4) der isothermischen Zustandsänderungen $P_1 \cdot v_1 = P_2 \cdot v_2 = P \cdot v$.

2. Bei gleichbleibender Spannung ist $P_1 = P_2$ und man erhält die Formel 6 $\quad \frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} \quad$ oder $\quad \frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

3. In einfacher Weise läßt sich nun daraus auch noch ein weiteres Gesetz von Gay-Lussac ableiten: Wird nämlich der Kolben festgehalten und der Zylinder (Abb. 10) erwärmt, dann muß mit der Temperatur auch die Spannung des Gases steigen. Unsere Gleichung zeigt uns, in welcher Weise dies geschieht. Da der Kolben sich nicht bewegen soll, ist $v_1 = v_2$ und deswegen: $\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}$ oder $\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

In Worten: bei gleichbleibendem Volumen verhalten sich die Drücke, wie die absoluten Temperaturen, ein ebenfalls sehr wichtiges Gesetz.

4. Wie früher gefunden wurde, ist das kg-Volumen der umgekehrte

Wert des spezifischen Gewichtes: $v = \frac{1}{\gamma}$. Die Gleichung (8, S. 19) läßt sich daher auch in der Formel schreiben: $\frac{P_1}{\gamma_1 T_1} = \frac{P_2}{\gamma_2 T_2}$ oder $\frac{P}{\gamma} = RT$. (9)

Es möge hier noch einmal darauf hingewiesen werden, daß namentlich bei Anwendung der Formel $Pv = RT$ für P stets nur der Flächeneinheitsdruck, für v stets nur das kg-Volumen, für T stets die absolute Temperatur eingesetzt werden darf. (Siehe auch S. 61 unten!)

Siebentes Kapitel.

Anwendungsbeispiele für die Formel $Pv = RT$.

1. Beispiel. Es soll das spezifische Gewicht der Luft, also das Gewicht von 1 cbm Luft, berechnet werden in einem Raume, in welchem ein Thermometer 0° C und ein Barometer 760 mm Qu anzeigt.

Aus Formel (9) folgt $\gamma = \frac{P}{RT}$ kg/cbm.

Einem Barometerstande von 760 mm Qu entspricht, wie oben S. 19 gefunden wurde, ein Flächeneinheitsdruck von 10333 kg/qm, einer Temperatur von 0° C entspricht eine absolute Temperatur $T = 273$. Nach der Tabelle auf S. 19 ist $R = 29{,}26$. Damit wird aber

$$\gamma = \frac{10333}{29{,}26 \cdot 273} = 1{,}293 \text{ kg/cbm}.$$

2. Beispiel. Wieviel Raum nimmt 1 kg Luft von 0° C bei einem Barometerstande von 760 mm Qu ein?

Die Antwort ergibt sich sehr einfach aus dem eben berechneten Beispiel, denn der Raum von 1 kg ist nichts anderes als das kg-Volumen. Dieses ist aber $v = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{1{,}293} = 0{,}773$ cbm/kg.

3. Beispiel. Ein Kessel von 1,8 cbm Inhalt ist mit Leuchtgas von 22° C angefüllt. Welchen Raum würde das Leuchtgas bei 0° C einnehmen, wenn der auf dem Gase ruhende Druck derselbe bleibt?

Es liegt eine Zustandsänderung bei gleichbleibendem Drucke vor, d. h. $P_1 = P_2$ und folglich $T_1 : T_2 = v_1 : v_2$. Nun ist aber $T_1 = 273 + 22$; $T_2 = 273 + 0$; ferner ist $v_1 = V_1 : G = 1{,}8 : G$ cbm/kg, und weil das Gewicht des Leuchtgases bei dieser Zustandsänderung dasselbe bleibt, $v_2 = V_2 : G$. Damit ergibt sich aber

$$\frac{295}{273} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{1{,}8}{V_2} \text{ und daraus } V_2 = 1{,}8 \frac{273}{295} = 1{,}665 \text{ cbm}.$$

4. Beispiel. Bei dem eben besprochenen Kessel (Gasbehälter) sei

ähnlich wie bei der rechten Hälfte der Abb. 2 S. 6 ein Glasröhrchen angesetzt, das zum Teil mit Wasser gefüllt ist. Der Unterschied der beiden Wasserspiegel in dem gebogenen Glasrohre betrage $h = 30$ mm WS. Die Temperatur des Gases betrage wieder 22° C. Der Luftdruck an dem betreffenden Tage wird an einem Quecksilberbarometer zu 740 mm festgestellt. Wieviel wiegt das in dem Gasbehälter befindliche Gas, wenn die Gaskonstante für dieses Leuchtgas $R = 70$ beträgt?

Gegeben ist V, das Volumen des Gases in cbm. Wenn sich das spezifische Gewicht (das Gewicht von 1 cbm) des Gases feststellen ließe, so wäre damit auch das Gesamtgewicht des Gases $G = V \cdot \gamma$ gegeben. Nach Formel (9) S. 21 ist $\gamma = \frac{P}{RT}$.

Aufmerksamkeit erfordert nur die Feststellung von P, da hierfür der absolute Druck in kg/cbm eingetragen werden muß, der zunächst nicht gegeben ist. Die Berechnung geschieht entsprechend dem Beispiel 2 auf S. 7

$$30 \text{ mm WS} = \frac{30}{10000} = 0{,}003 \text{ at}$$

$$740 \text{ mm Qu} = \frac{740}{736} = 1{,}005 \text{ at},$$

folglich steht das Gas unter einem absoluten Druck von insgesamt $1{,}005 + 0{,}003 = 1{,}008$ at, entsprechend $P = 10080$ kg/qm.

Damit wird aber $\gamma = \frac{10080}{70 \cdot 295} = 0{,}488$ kg/cbm

und das gesuchte Gewicht des Leuchtgases im Gasbehälter beträgt

$$G = 1{,}8 \cdot 0{,}488 = 0{,}878 \text{ kg}.$$

5. Beispiel. Ein Kolbengebläse soll stündlich eine bestimmte Anzahl von kg Luftsauerstoff in einen Hochofen einblasen. Durch Berechnung ist festgestellt, daß das erreicht wird, wenn das Gebläse in jeder Minute 300 cbm Luft von einem Zustande 0° C bei einem Barometerstande von 760 mm Qu ansaugt. Je wärmer nun aber die Luft ist und je niedriger der Barometerstand, um so dünner ist die Luft, um so weniger kg Sauerstoff sind in 1 cbm Luft enthalten. Damit also auch in ungünstigen Fällen die genügende Gewichtsmenge Luftsauerstoff in den Hochofen gelangt, muß das Gebläse für eine größere Ansauge-Raummenge als 300 cbm/min berechnet werden. Gefragt wird daher: Für welches Ansaugevolumen muß das Gebläse berechnet werden, wenn als höchste Ansaugetemperatur 25° C und gleichzeitig als niedrigster Barometerstand 720 mm angenommen werden?

Die angesaugte Gewichtsmenge Sauerstoff, also die angesaugte

Gewichtsmenge Luft, soll in beiden Fällen dieselbe sein. Diese gleichbleibenden Gewichtsmengen entsprechen aber zwei verschiedenen Zuständen.

Erster Zustand: $V_1 = 300$ cbm/min, $T_1 = 273 + 0$; P_1 entsprechend einer Quecksilberhöhe von 760 mm.

Zweiter Zustand: V_2 gesucht; $T_2 = 273 + 25$; P_2 entsprechend einer Quecksilberhöhe von 720 mm. Nach der allgemeinen Zustandsgleichung ist: $\frac{v_1 P_1}{T_1} = \frac{v_2 P_2}{T_2}$.

Da das Gewicht der Luft dasselbe bleibt, kann wieder das Gesamtvolumen an Stelle des kg-Volumens in die Formel eingesetzt werden, und man erhält $V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1} \cdot \left(\frac{P_1}{P_2}\right)$.

Da es sich nur um das Verhältnis $P_1 : P_2$ handelt, können an Stelle der Flächeneinheitsdrücke hier ausnahmsweise auch die ihnen verhältnisgleichen Barometerstände eingesetzt werden. Man erhält daher:

$$V_2 = 300 \frac{298}{273} \cdot \frac{720}{760} = 310 \text{ cbm/min}.$$

Das Gebläse muß also so groß gemacht werden, daß es stets 310 cbm/min Luft ansaugt. Sollte die Luft zufällig einmal bei 0° C und einem Barometerstande von 760 mm angesaugt werden, so würde das Gebläse allerdings eine größere Gewichtsmenge Sauerstoff liefern, als eigentlich verlangt wurde, was ja aber kein Fehler ist.

6. Beispiel. In dem Zylinder Abb. 3 S. 8 befinde sich bei Kolbenstellung 3 eine gewisse Luftmenge, deren Temperatur zu 30° C festgestellt ist. Der Kolben wird in den Zylinder hineingedrückt bis zur Kolbenstellung 1, wobei ein Indikator die zugehörige Kurve aufzeichnet. Durch Abmessen auf dem Blatte wird festgestellt, daß im Punkte 1 die Spannung der Luft fünfmal so groß ist, als im Punkte 3, während das Volumen der Luft auf $^1/_4$ des ursprünglichen Volumens zusammengeschrumpft ist. Wie hoch ist die Temperatur im Zylinder bei der Kolbenstellung 1?

Es liegt hier eine regelrechte Zustandsänderung vor, deren Gesetzmäßigkeit sich jedoch zunächst nicht übersehen läßt. Nach der allgemeinen Zustandsgleichung ist $\frac{v_1 P_1}{T_1} = \frac{v_3 P_3}{T_3}$

und daraus folgt das gesuchte $T_1 = \left(\frac{v_1}{v_3}\right)\left(\frac{P_1}{P_3}\right) \cdot T_3$.

Da die Verhältniszahlen der kg-Volumina und der Flächeneinheitsdrücke gegeben sind, läßt sich T_1 berechnen. Es ergibt sich

$$T_1 = \frac{1}{4} \cdot \frac{5}{1} \cdot (273 + 30) = 379, \quad t_1 = 379 - 273 = 106^\circ \text{C}.$$

7. Beispiel. Der in Formel 5 auf S. 13 gefundene und durch die gestrichelte Fläche Abb. 5 S. 12 dargestellte Arbeitsgewinn oder Arbeitsaufwand bei isothermischer Zustandsänderung von 1 kg Gas läßt sich jetzt in noch etwas einfacherer Form darstellen. Es war dort gefunden worden $L = P_1 v_1 \log \text{nat} \frac{P_1}{P_2} = P_2 v_2 \log \text{nat} \frac{P_1}{P_2}$.

Wegen isothermischer Zustandsänderung ist $T_1 = T_2 = T$ und daher $P_1 \cdot v_1 = P_2 \cdot v_2 = RT$. Man kann daher jetzt einfacher schreiben: Für 1 kg Gas ist bei isothermischer Zustandsänderung

$$L = R \cdot T \log \text{nat} \frac{P_1}{P_2} \text{ mkg}. \qquad (10)$$

Dabei ist P_1 immer die höhere der beiden Spannungen. Wegen des Fehlens von v ist diese Formel für die Berechnung von L meist bequemer.

Zweiter Abschnitt.

Wärme und Arbeit.

Erstes Kapitel.

Der erste Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.

Wärme eine Energieform. Was eigentlich Wärme sei, darüber war man früher mancherlei Ansicht. Man hielt sie z. B. lange Zeit hindurch für einen feinen unwägbaren Stoff, obgleich diese Auffassung für die Erklärung mancher Erscheinung recht große Schwierigkeiten bot. Da war es der deutsche Arzt Robert Mayer in Heilbronn, der um die Mitte des vorigen Jahrhunderts als erster mit voller Bestimmtheit den Satz aussprach, daß Wärme und Arbeit gleichwertig seien. Er hatte damit die Wärme als eine Energieform erkannt, mit der man nunmehr genau so rechnen konnte, wie mit mechanischer Energie und er hatte hierdurch den Grund gelegt für die hohe Entwicklung, welche die Technische Wärmelehre seit dieser Zeit genommen hat. Mit Recht wird daher dieser Satz als Hauptsatz und zwar als erster Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie bezeichnet.

Wir wissen jetzt genau, warum ein Gas warm wird, wenn wir es

rasch in einem Zylinder verdichten: die auftretende Wärme ist nichts anderes, als die für die Verdichtung aufgewendete Arbeit. Wir wissen jetzt, warum ein hochverdichtetes Gas sich abkühlen muß, wenn es in einem Zylinder unter Arbeitsleistung einen Kolben vorwärts treibt: die Arbeit des Kolbens stellt nichts anderes dar, als die aus dem Gase verschwundene Wärme. Wir wissen jetzt, warum eine aus einem Gewehr abgeschossene Bleikugel heiß wird, wenn sie irgendwo auftrifft, die plötzlich auftretende Wärme in der Bleikugel ist nichts anderes als die Arbeitsfähigkeit, die Energie, die noch in der fliegenden Kugel gesteckt hatte und bei der plötzlichen Vernichtung der Bewegungsenergie in Wärme umgewandelt wurde. So ließen sich noch mannigfache fesselnde Betrachtungen gerade an dieses Gesetz anknüpfen, doch findet sich eine ausführliche Würdigung dieses ersten Hauptsatzes in dem Bändchen A. Stein, Die Lehre von der Energie, AlluG. Bd. 257.

Die Umwandlungszahl A. Diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um 1 kg Wasser um 1^0 zu erwärmen, nennt man bekanntlich 1 Wärmeeinheit (WE) oder Kalorie. Der erste Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie besagt nun, daß sich mit einer solchen Wärmeeinheit bei Vermeidung aller Verluste immer eine ganz bestimmte Anzahl von Arbeitseinheiten, nach neueren Messungen 427 mkg, erzielen lassen und umgekehrt: Durch Aufwendung einer Arbeit von 1 mkg läßt sich bei geschickter Anordnung immer eine Wärmemenge in Höhe von $^1/_{427}$ WE hervorbringen, eine Zahl, die man zur Abkürzung mit A (Wärmeäquivalent) zu bezeichnen pflegt.

Unter Benützung dieser Zahl $A = {}^1/_{427}$ ist es nun möglich, Wärme durch Arbeit und Arbeit durch Wärme auszudrücken. Man kann daher auch sagen: es ist eine Arbeit von soundsoviel WE geleistet worden, und umgekehrt: die auf das Gas übertragene Wärme beträgt soundsoviel mkg. Nur wenn man mit WE und mkg gleichzeitig rechnet, darf das Hinzufügen der Umwandlungszahl A bei den mkg nicht vergessen werden. WE und mkg sind also gewissermaßen nur verschiedene Maßeinheiten für ein und dieselbe Sache, ähnlich wie z. B. bei einer Münzwährung das Verhältnis zwischen Gold und Silber. Ist dieses Währungsverhältnis z. B. 1 : 15, so heißt das: für 10 M. Gold erhält man immer 150 M. in Silber und umgekehrt.

Die Zahl A oder $1/A$ zeigt übrigens, eine wie verdichtete Energieform die Wärme ist. Recht deutlich wird dies durch folgendes

Beispiel. Es sei möglich, die beim Abbrennen eines Streichholzes

entstehende Wärme vollständig in Arbeit umzusetzen. Wie hoch läßt sich dann vermittelst jener Wärme ein Zentner heben?

Ein Streichholz wiegt etwa 0,1 g. 1 kg Holz entwickelt bei vollständiger Verbrennung rund 3000 WE. Durch das Verbrennen des Streichholzes werden also 0,3 WE entwickelt, welche $0{,}3/A = 130$ mkg Arbeit entsprechen. Ein Zentner (= 50 kg) könnte demnach vermittelst jener (völlig in Arbeit umgewandelten) Streichholzwärme um 2,6 m gehoben werden!

Zweites Kapitel.

Spezifische Wärme von Gasen.

Die Wärmemengen c_v und c_p. Eine fesselnde Anwendung des ersten Hauptsatzes und zugleich wieder ein Beweis für die Richtigkeit des Satzes gibt die Erläuterung des Begriffes „spezifische Wärme eines Gases". In einem durch einen Kolben verschlossenen Zylinder befinde sich 1 kg Luft von 0^0 C mit einem der Außenluftspannung an dem betreffenden Tage entsprechenden Flächeneinheitsdrucke von 760 mm Qu. Wird diese Temperatur bei festgehaltenem Kolben durch Wärmezuführung um 1^0 C erhöht, so ergibt eine Messung, daß 0,17 WE zu dieser Temperaturerhöhung erforderlich sind. Man nennt diese Wärmemenge die spezifische Wärme der Luft bei gleichbleibendem Volumen und bezeichnet sie mit c_v.

Anders dagegen, wenn man den Kolben nicht festhält. Das kg-Volumen der Luft bei 0^0 und 760 mm Qu beträgt (entsprechend dem Beispiele 2 auf S. 21) $v = 0{,}773$ cbm/kg. Nimmt man an, daß der Querschnitt des Zylinders gerade 1 qm groß ist, und erwärmt man die im Zylinder eingeschlossene Luft wieder um 1^0 C, so liegen genau dieselben Verhältnisse vor, wie bei dem Zahlenbeispiele auf S. 20. Dort war aber berechnet worden, daß bei Erwärmung der Luft um 1^0 C von dem aufsteigenden Kolben eine Arbeit von 29,26 mkg geleistet wurde, was nach unserer jetzigen Betrachtung einer Wärmemenge von $\frac{29{,}26}{427} = 0{,}0685$ WE entspricht. Den Gesamtvorgang kann man sich nun etwa folgendermaßen vorstellen: zunächst wurde durch Zuführung von 0,17 WE das Gas bei festgehaltenem Kolben um 1^0 C erwärmt, dann wurde unter Zuführung von 0,0685 WE die obenerwähnte Arbeit geleistet. Im ganzen wurden also $0{,}17 + 0{,}0685 = 0{,}2385$ WE dazu aufgewendet, um 1 kg Luft bei gleichbleibender Spannung

(in diesem Falle entsprechend 760 mm Qu) um 1^0 zu erwärmen. Und in der Tat ist das genau diejenige Zahl, die durch Versuche gefunden wurde. Man nennt sie die spezifische Wärme der Luft bei gleichbleibender Spannung und bezeichnet sie mit c_p.

Beziehung zwischen c_v, c_p und A. Es ergibt sich aus dem Vorhergehenden die bemerkenswerte Tatsache, daß man bei Gasen zwei Arten spezifischer Wärme zu unterscheiden hat, nämlich spezifische Wärme bei gleichbleibendem Volumen (c_v) und spezifische Wärme bei gleichbleibendem Druck (c_p). Nach den oben angestellten Betrachtungen ist ohne weiteres klar, daß c_p immer größer sein muß als c_v, nämlich um die in WE ausgedrückte Arbeit von 1 kg Gas bei 1^0 Temperaturerhöhung. Diese Arbeit war aber auf S. 19 allgemein gefunden worden und entsprach in mkg gemessen dem Werte der Gaskonstanten R, so daß man also allgemein sagen kann $c_p = c_v + A \cdot R$. Bemerkenswert ist ferner die Tatsache, daß der Ausdruck $\frac{c_p}{c_v} = \varkappa$ bei den meisten der technisch wichtigen Gase nahezu dieselbe Größe hat, nämlich $\varkappa = 1{,}4$. Bei Luft z. B. beträgt genau $\varkappa = 1{,}405$.

Da c_v, c_p und R durch vielfache Versuche für alle technisch wichtigen Gase festgestellt sind, ergibt sich eine Möglichkeit, die Zahl A zu berechnen. Aus der oben aufgestellten Beziehung $c_p = c_v + A \cdot R$ folgt leicht $A = \frac{c_p - c_v}{R}$ oder auch $= \frac{c_v(\varkappa - 1)}{R}$.

Durch Eintragung der z. B. für Luft bereits mehrfach erwähnten Werte von c_v, c_p und R überzeugt man sich leicht, daß in der Tat $A = {}^1/_{427}$ ist.

Drittes Kapitel.

Berechnung der für bestimmte Zwecke notwendigen Wärmemengen.

Die zur Temperaturerhöhung eines Gasgewichtes erforderliche Wärmemenge. Aus der Erklärung des Begriffes spezifische Wärme ergibt sich in einfacher Weise die Größe derjenigen Wärmemenge, welche nötig ist, um irgendein beliebiges Gasgewicht G um irgendeine beliebige Temperaturdifferenz, z. B. von $T_1{}^0$ auf $T_2{}^0$ zu erwärmen. Soll diese Erwärmung bei gleichbleibendem Volumen, also ohne gleichzeitige Leistung äußerer Arbeit geschehen, so ist zur Erwärmung von 1 kg Gas um 1^0 C die Wärmemenge c_v WE nötig, bei der Erwärmung um 2^0 C bedarf es der Wärmemenge $2 \cdot c_v$ WE, und zur Er-

wärmung von T_1 auf $T_2{}^0$ gehört die Wärmemenge $c_v \cdot (T_2 - T_1)$ WE. Hat man es nicht mit 1 kg Gas zu tun, sondern mit G kg, so ist die erforderliche Wärmemenge $Q_v = G \cdot c_v\ (T_2 - T_1)$ WE und entsprechend natürlich, wenn es sich um Erwärmung bei gleichbleibendem Druck handelt, $Q_p = G \cdot c_p\ (T_2 - T_1)$ WE.

Beispiel: In einem geschlossenen Kessel befinden sich 3 kg Luft von 0° C. Wieviel WE sind nötig, um diese Luft auf 100° C zu erwärmen?

Da die Zustandsänderung hier bei gleichbleibendem Volumen erfolgt, so ist $Q_v = 3 \cdot 0{,}17 \cdot 100 = 51$ WE. Nebenbei möge hier kurz darauf hingewiesen werden, daß zur gleichen Temperaturerhöhung derselben Gewichtsmenge Wasser rund das Sechsfache an Wärme nötig wäre.

Die zur Erzielung einer beliebigen Zustandsänderung nötigen Wärmemengen. Die oben angestellte Berechnung von c_p aus c_v ermöglicht zugleich eine Beantwortung der wichtigen Frage, welche Wärmemenge denn notwendig ist, um irgendein Gas von dem Zustande 1, gegeben durch P_1, v_1, T_1, in irgendeinen anderen Zustand 2, der bestimmt ist durch P_2, v_2, T_2, überzuführen.

Wie oben nachgewiesen, bestand c_p, also diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um die Temperatur von 1 kg Gas bei gleichbleibender Spannung um 1° C zu erhöhen, aus zwei Teilen, nämlich erstens aus c_v, also derjenigen Wärmemenge, welche nötig war, um ohne Arbeitsleistung die Temperatur von 1 kg Gas um 1° C zu erhöhen, und zweitens aus derjenigen Wärmemenge, welche der während der Erwärmung um 1° C von dem Gase geleisteten äußeren Arbeit, z. B. Vorwärtsschieben eines Kolbens, entspricht. Was hier bei dieser Zustandsänderung gilt, gilt auch bei jeder anderen Zustandsänderung. Man kann also schon hier allgemein sagen: Soll 1 kg Gas eine Zustandsänderung durchmachen, wobei sich die Temperatur von T_1 auf $T_2{}^0$ erhöht, so besteht die dazu nötige Wärmemenge aus folgenden zwei Teilen: erstens aus derjenigen Wärmemenge, welche nötig wäre, um 1 kg dieses Gases, ohne daß es dabei Arbeit leistet, von T_1 auf $T_2{}^0$ zu erwärmen. Diese Wärmemenge ist aber, wie schon oben gezeigt wurde, $Q' = G c_v (T_2 - T_1)$. Zweitens aus derjenigen Wärmemenge, welche laut erstem Hauptsatz der von dem Gase bei der Zustandsänderung geleisteten äußeren Arbeit entspricht. Daß diese Arbeit durch die Kurve der Zustandsänderung gegeben ist, und wie sie daraus berechnet wird, wurde schon früher S. 9 eingehend erörtert. Nennen wir diese

Arbeit in mkg ausgedrückt L, so ist die dieser Arbeit entsprechende Wärmemenge $Q'' = A \cdot L$ WE, und es ergibt sich somit die insgesamt zuzuführende Wärmemenge Q aus der einfachen Beziehung

$$Q = Q' + Q'' \text{ oder}$$

$$Q = c_v (T_2 - T_1) + A \cdot L. \qquad (11)$$

Die Formel gibt also diejenige Wärmemenge an, welche nötig ist, um 1 kg eines bestimmten Gases (bestimmt durch den Wert von c_v) eine Zustandsänderung durchmachen zu lassen, bei welcher sich die Temperatur T_1 bei Beginn der Zustandsänderung in die Temperatur T_2 am Ende der Zustandsänderung umwandelt, und bei welcher gleichzeitig von dem Gase eine Arbeit von L mkg geleistet wird.

Allgemeine Betrachtung über die Folgen von Wärmezuführung. Die Möglichkeit, Wärme entsprechend dem von Rob. Mayer ausgesprochenen ersten Hauptsatze mechanisch deuten zu können, wird erleichtert durch die Annahme, Wärme bestehe in einer Schwingung der Moleküle eines Körpers um eine Gleichgewichtslage. Nimmt die Temperatur eines Körpers zu, so denkt man sich dieser Auffassung gemäß, daß jene Schwingungen der Moleküle eine raschere wird, so daß eben durch jene rascheren Schwingungen der Moleküle im Inneren des Körpers eine erhöhte Arbeit geleistet werden muß. Auch der Übergang vom festen in den flüssigen, vom flüssigen in den gasförmigen Zustand wird als eine solche erhöhte Tätigkeit der Moleküle, als sogenannte innere Arbeit, aufgefaßt, die man, da es sich gewissermaßen um ein Auseinandertreiben der Moleküle handelt, als Disgregationsarbeit (Auseinandertreibungsarbeit) bezeichnet hat. Zusammenfassend sagt man: durch die Wärmezuführung habe sich zunächst die innere Energie des Körpers erhöht. Auch die durch die Erfahrung festgestellte Ausdehnung des Körpers bei Zuführung von Wärme hat man so erklärt, daß die Moleküle infolge lebhafter Schwingungen einen größeren Spielraum erfordern, und da dieser Teil der Arbeitsleistung der Moleküle schon rein äußerlich wahrnehmbar ist, eben durch die Ausdehnung des Körpers, hat man ihn geradezu als äußere Arbeit bezeichnet.

Unter Zugrundelegung dieser Auffassung kann man nun allgemein sagen: Wärme, die irgendeinem Körper zugeführt wird, hat hier eine erhöhte Tätigkeit der Moleküle zur Folge, und zwar läßt sich diese Arbeit in drei Teile zerlegen:

1. Arbeit zur Erhöhung der Temperatur.
2. Disgregationsarbeit.
3. Arbeit zur Überwindung irgend eines auf dem Körper lastenden Druckes: Ausdehnungsarbeit.

Die Wärme oder Arbeit unter 1 und 2 faßt man gewöhnlich als innere Arbeit zusammen und sagt dann:

Wärme, die einem Körper zugeführt wird, findet sich wieder erstens in innerer Arbeit, zweitens in äußerer Arbeit.

Gase haben auch ohne Wärmezuführung das Bestreben, sich nach allen Seiten hin auszudehnen. Bei ihnen fällt daher die Disgregationsarbeit fort, so daß die „innere Arbeit" hier immer nur in einer Erhöhung der Temperatur von T_1 auf $T_2{}^0$ besteht. Diese Arbeit zur Erhöhung der Temperatur ohne Arbeitsleistung betrug aber, in Wärme ausgedrückt, wie früher bewiesen wurde, $Q' = c_v\,(T_2 - T_1)$. Die äußere Arbeit ist, wie ebenfalls früher bewiesen wurde, in WE ausgedrückt, $Q'' = A \cdot L$, und so kommt man wiederum auf die soeben ausgesprochene Formel 11: $Q = c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L$. Unter Berücksichtigung der eben angestellten Betrachtungen könnte man die Gleichung etwa in folgender Weise in Worte fassen: Zugeführte Wärme findet sich wieder in Zunahme innerer Energie (bei Gasen lediglich Zunahme der Temperatur) und gewonnener äußerer Arbeit.

Handelt es sich bei Q um abzuführende Wärme (Abkühlung), so würde die Gleichung zu lesen sein: Einer abgeführten Wärmemenge Q entspricht eine Abnahme innerer Energie (bei Gasen lediglich Abnahme der Temperatur) in Verbindung mit aufgewendeter äußerer Arbeit.

Wärme bei isothermischer Zustandsänderung. Ein besonders bemerkenswertes Ergebnis zeigt die eben angeführte Gleichung bei isothermischer Zustandsänderung. Da die Temperatur während dieser Zustandsänderung dieselbe bleibt, ist $T_1 = T_2$, und man erhält die sehr einfache Beziehung $Q = A \cdot L$, die, in Worten ausgedrückt, hier lauten würde: Sämtliche Wärme, welche für eine isothermische Zustandsänderung aufgewendet wird, findet sich wieder in äußerer Arbeit, ein Ergebnis, welches für spätere Betrachtungen von hoher Wichtigkeit sein wird.

Viertes Kapitel.

Der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.

Verschiedener Wärmebedarf bei Zustandsänderungen. Wir denken uns wieder die frühere Versuchsanordnung der Abb. 3 mit der über dem Zylinder angebrachten Tafel. Die Kolbenstellungen 1 und 2 (Abb. 11a) entsprächen zwei bestimmten Zuständen eines Gases, die gegeben seien beim Zustande 1 durch P_1, v_1, T_1, beim Zustande 2 durch P_2, v_2, T_2. Fragt man hier, welche Wärme nötig ist, um das Gas vom Zustande 1 in den Zustand 2 überzuführen, so kommt man sofort zu der Erkenntnis, daß eine so gestellte Frage nicht eindeutig beantwortet werden kann. Wir wissen nämlich aus der Formel $Q = c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L$, daß zwar in allen hier in Betracht kommenden Fällen der erste Summand $c_v\,(T_2 - T_1)$ immer derselbe ist, hängt er doch nur von der Beschaffenheit des Gases (seinem c_v), sowie von der gegebenen Anfangs- und Endtemperatur T_1 und T_2 ab, dagegen kann der zweite Summand unendlich verschiedene Werte annehmen, je nach der Größe der äußeren Arbeit, welche das Gas während der Zustandsänderung auf dem Wege von 1 nach 2 leistet. Diese Arbeit ist aber äußerlich erkennbar und berechenbar durch die Kurve, welche man sich während des Überganges vom Zustande 1 in den Zustand 2 von einem Indikator aufzeichnen lassen kann. Stellt Abb. 11b und c zwei solcher Kurven dar, so erkennt man sofort, daß die Wärmemenge Q_1, die für die Zustandsänderung im Falle *b* dem Gase zugeführt werden muß, größer ist, als die Wärmemenge Q_2 im Falle *c*, da eben die durch die gestrichelte Fläche dargestellte Arbeit L_1 (s. S. 9) größer ist als die Arbeit L_2 im Falle *c*. Der Unterschied $Q_1 - Q_2$ ergibt sich daher einfach durch folgende Überlegung:

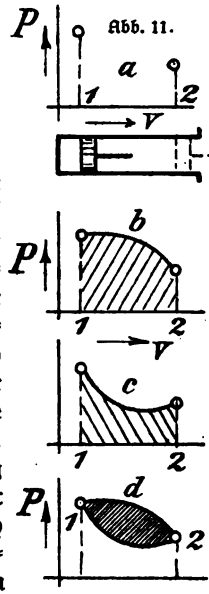


Abb. 11.

$$\begin{aligned} Q_1 &= c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L_1 \\ Q_2 &= c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L_2 \\ \hline Q_1 - Q_2 &= A\,(L_1 - L_2) = A \cdot L. \end{aligned}$$

Legt man die Abbildungen b und c aufeinander, so erhält man durch zeichnerisches Abziehen der Fläche L_2 von L_1 die durch Abb. 11d dargestellte Fläche L, welche sich ihrem Werte nach in mkg durch Abziehen des vorher berechneten Wertes L_2 von dem ebenfalls berechneten Werte L_1 angeben läßt.

Kreisprozeß. Wir denken uns die beiden soeben beschriebenen Versuche in anderer Weise wiederholt: Versuch b bleibt ungeändert, durch Wärmezuführung Q_1 war das Gas vom Zustande 1 in den Zustand 2 übergeführt worden, wobei es die nach außenhin nutzbar abzugebende Arbeit L_1 leistete. Nun muß es aber offenbar möglich sein, das Gas auf dem umgekehrten Wege des Versuches c wieder in den Zustand 1 zurückzuführen. Es wird dann aber allerdings die Arbeit L_2 mkg von uns aufgewendet werden müssen (z. B. durch gewaltsames Hineindrücken des Kolbens in den Zylinder) unter gleichzeitiger Abführung einer entsprechenden Wärmemenge Q_2. Ist man dann wieder beim Anfangszustande 1 angelangt, so sagt man, das Gas habe einen Kreisprozeß durchgemacht. Bei diesem Kreisprozeß ist jedoch eine bemerkenswerte Erscheinung zutage getreten: es ist dabei Wärme verschwunden, nämlich die Wärmemenge $Q_1 - Q_2$. Freilich „verschwunden" ist eigentlich ein falscher Ausdruck, denn an Stelle der „verschwundenen" Wärme ist eine nutzbare Arbeit $L_1 - L_2 = L$ geleistet worden, und diese Arbeit L in mkg entspricht, wie wir ja soeben in der Gleichung $Q_1 - Q_2 = A \cdot L$ gefunden hatten, zahlenmäßig genau jener verschwundenen Wärme $Q_1 - Q_2$. Das, was wir hier gemacht haben, entspricht übrigens genau dem Vorgange in einer Art von Wärmekraftmaschinen, den sogenannten Heißluftmaschinen, wie sie eine Zeitlang vielfach ausgeführt wurden: Wir haben zunächst dem Gase (z. B. Luft) eine bestimmte Wärmemenge Q_1 zugeführt, haben dann einen Teil dieser Wärmemenge Q_1, nämlich den Betrag Q_2 wieder abgeführt, sind dadurch wieder auf den Ausgangspunkt zurückgekommen und können das nun beliebig lange fortsetzen. Bei jedem einzelnen Kreisprozesse haben wir eine ausnutzbare Arbeit im Werte von L mkg bekommen.

Erste Form des zweiten Hauptsatzes. Aus den eben angestellten Betrachtungen über den Kreisprozeß ergibt sich folgende bemerkenswerte Tatsache: die zugeführte Wärme Q_1 wurde nicht vollständig in Arbeit umgewandelt, sondern nur ein Teil davon, nämlich $Q_1 - Q_2$, oder, in Bruchteilen von Q_1 ausgedrückt, der Bruchteil $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$. Es

fragt sich sofort, wie kann man diesen Bruchteil möglichst groß machen? Offenbar dadurch, daß wir Q_2 möglichst klein machen. Q_2 kann aber nur dadurch klein gemacht werden, daß L_2 möglichst klein gemacht wird. Wäre es möglich, L_2 zu Null zu machen, dann müßte $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1$ sein. Wie aber Abb. 11 zeigt, könnte L_2 nur dadurch zu Null gemacht werden, daß zunächst im Punkte 2 bei festgehaltenem Kolben, also bei gleichbleibendem Volumen die Spannung P zu Null gemacht wird. Nach dem Gesetze von Gay-Lussac (S. 17) verhalten sich aber bei gleichbleibendem Volumen die Spannungen wie die absoluten Temperaturen, d. h. es müßte das Gas auf die Temperatur des absoluten Nullpunktes gebracht werden, was aber aus den früher angegebenen Gründen nicht angängig ist.

Wir stellen fest: L_2 kann nicht zu Null gemacht werden, deshalb kann auch Q_2 nicht zu Null gemacht werden, und damit ist endlich ein ungemein wichtiger Satz gefunden, den man geradezu den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie genannt hat. Die hier in Frage kommende Form dieses Satzes lautet:

Bei fortlaufender Umwandlung von Wärme in Arbeit ist es unmöglich, Wärme vollständig in Arbeit umzuwandeln. Stets muß ein Teil der zugeführten Wärme Q_1, nämlich der Teilbetrag Q_2, wieder als Wärme abgeführt werden.

Thermischer Wirkungsgrad. Es kann nicht eindringlich genug darauf hingewiesen werden, daß dieser Satz nicht etwa im Widerspruche steht mit dem ersten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie: der erste Hauptsatz besagt nur, daß Wärme und Arbeit gleichwertig seien. Das tritt ja aber auch bei unserem soeben besprochenen Versuche deutlich zutage. Die verschwundene Wärme $(Q_1 - Q_2)$ war, genau entsprechend dem ersten Hauptsatze, gleich $A \cdot L$. Es stellt sich durch unsere Versuche nur die Unmöglichkeit heraus, bei fortlaufender Umwandlung von Wärme in Arbeit — ein Vorgang, der in unseren sämtlichen Wärmekraftmaschinen auftritt — die gesamte zugeführte Wärme gemäß dem ersten Hauptsatze in nutzbare Arbeit umzuwandeln.

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \eta_t$$

nennt man den thermischen Wirkungsgrad eines Kreisprozesses. Er ist also das Verhältnis der „verschwundenen", d. h. in Arbeit um-

gewandelten Wärmemenge zu der insgesamt zugeführten Wärmemenge, oder anders ausgedrückt: der thermische Wirkungsgrad gibt an, welcher Bruchteil der bei einem einzelnen Kreisprozesse zugeführten Wärmemenge Q_1 während des Kreisprozesses in nutzbare Arbeit umgewandelt wird. Er beträgt, nebenbei bemerkt, bei Dampfmaschinen nur etwa 10—12 v. H., bei Gasmaschinen 20—30 v. H. S. des Verf. Bücher über Wärmekraftmaschinen. AllgG. Bd. 21 u. 393.

Der Grundgedanke des zweiten Hauptsatzes läßt sich auch noch in anderen Formen aussprechen, die weiter unten angegeben werden sollen.

Fünftes Kapitel.

Arbeitsleistung ohne äußere Wärmezuführung.

Adiabatische Zustandsänderung. Eine sehr wichtige Rolle in der technischen Wärmelehre spielt eine Zustandsänderung, die man sich in einem Zylinder verlaufend denken muß, welcher gegen jedes Eindringen von Wärme wie auch gegen jeden Wärmeverlust geschützt ist. Eine solche Zustandsänderung, bei welcher also Wärme weder zugeführt noch abgeführt wird, nennt man adiabatische Zustandsänderung, von dem griechischen Worte adiabaino (nicht hindurchdringen). Befindet sich in einem solchen eben beschriebenen Zylinder Gas von hoher Pressung, welches also das Bestreben hat, einen Kolben unter Arbeitsleistung vorwärts zu treiben, so läßt sich schon aus dem ersten Hauptsatze schließen, was dann eintreten muß: das sich ausdehnende Gas leistet durch den fortschreitenden Kolben Arbeit. Arbeit kann aber nach dem ersten Hauptsatze nur unter Aufwendung von Wärme geleistet werden. Nach unserer Voraussetzung wird jedoch keine Wärme zugeführt, die Wärme muß also dem Gase selbst entzogen werden, d. h. das Gas muß sich abkühlen. Zu demselben Ergebnis kommt man auch noch unter Anwendung unserer Formel 11 S. 29. Die Formel gibt diejenige Wärme, welche zugeführt werden muß, um 1 kg eines bestimmten Gases eine Zustandsänderung durchmachen zu lassen, bei welcher die Temperatur sich von T_1 in T_2 ändert und bei welcher von dem Gase eine Arbeit von L mkg geleistet wird. Diese zugeführte Wärme ist aber in unserem Falle gleich Null, d. h. es ist

$$0 = c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L \text{ oder } L = -\frac{c_v}{A}\,(T_2 - T_1)$$

oder

$$L = \frac{c_v}{A}\,(T_1 - T_2)\ \text{mkg}. \qquad (12)$$

Die Formel besagt also: Arbeit kann bei adiabatischer Ausdehnung eines Gases nur dann geleistet werden, oder mathematisch ausgedrückt, der Wert für L wird nur dann positiv, wenn die Temperatur am Ende der Zustandsänderung (T_2) kleiner ist, als die Temperatur am Anfang der Zustandsänderung (T_1). Das heißt aber mit anderen Worten, das Gas kühlt sich bei adiabatischer Ausdehnung ab. Bei adiabatischer Verdichtung stellt L natürlich die zur Verdichtung aufzuwendende Arbeit dar. Die Temperatur am Ende der Verdichtung muß dann natürlich wieder höher sein als die Temperatur am Anfang der Zustandsänderung.

Beispiel. 1,5 cbm Luft von einer Pressung von 5 at und einer Temperatur von 30° C dehne sich adiabatisch so weit aus, daß die Temperatur auf 10° C gesunken ist. Wie groß ist die Arbeit, welche die Luft dabei geleistet hat?

Die von 1 kg Luft geleistete Arbeit ist nach der eben gefundenen Formel 12 $L = \frac{0{,}17}{1/427}(303 - 283) = \sim 1450$ mkg.

Bei 30° und 5 at wiegt aber 1 cbm Luft

$$\gamma = \frac{P}{RT} = \frac{5 \cdot 10000}{29{,}26 \cdot 303} = 5{,}64 \text{ kg/cbm},$$

daher wiegen 1,5 cbm Luft in diesem Falle $G = 1{,}5 \times 5{,}64 = 8{,}46$ kg, und die gesuchte Arbeit ist demnach $L = 8{,}46 \times 1450 = \sim 12300$ mkg.

Umgekehrt müßten 12300 mkg an Arbeit aufgewendet werden, wenn 8,46 kg Luft von 10° C adiabatisch so lange verdichtet werden sollten, bis die Temperatur auf 30° C gestiegen ist.

Die Gestalt der „Adiabate". Denkt man sich mit einer Versuchseinrichtung ähnlich Abb. 3 die Kurve aufgeschrieben, nach welcher die adiabatische Zustandsänderung vor sich geht, so nennt man eine solche Kurve eine Adiabate. Eine längere, etwas umständliche Ableitung mit Hilfe höherer Mathematik besagt, daß jeder Punkt einer solchen Kurve sich berechnen läßt aus der Gleichung

$$P_1 \cdot v_1^{\varkappa} = P_2 \cdot v_2^{\varkappa} = \ldots = P \cdot v^{\varkappa} = C, \qquad (13)$$

wobei $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der spezifischen Wärme bei gleichbleibendem Druck zur spezifischen Wärme bei gleichbleibendem Volumen ist.

Die allgemeine Gestalt der Adiabate, namentlich ihr Unterschied gegenüber der Isotherme, ist leicht einzusehen. Es soll angenommen werden, daß sich (Abb. 12) vom Punkte a aus das in einem Zylinder

eingeschlossene Gas einmal isothermisch (stark ausgezogene Kurve), das andere Mal adiabatisch (gestrichelte Kurve) ausdehnt. Ist der Kolben nacheinander an den Punkten 2, 3, 4 angekommen, so ist die Spannung des Gases bei isothermischer Zustandsänderung allmählich auf $2b$, $3c$, $4d$ gesunken, trotzdem ja bei isothermischer Zustandsänderung fortdauernd Wärme zugeführt wurde. Da bei adiabatischer Zustandsänderung eine solche Wärmezuführung nicht stattfindet, sondern, wie wir gesehen hatten, die Arbeit auf Kosten der inneren Wärme des Gases geleistet wird, muß sich das

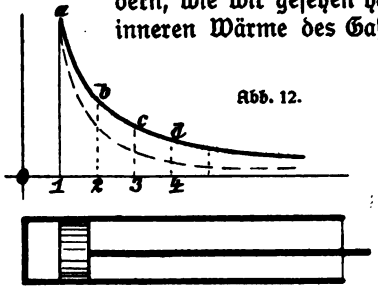


Abb. 12.

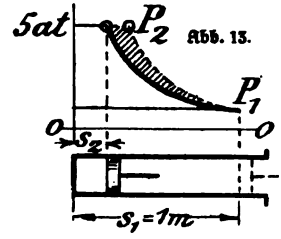


Abb. 13.

Gas hier bei den entsprechenden Kolbenstellungen 2, 3, 4 abgekühlt haben, und demgemäß müssen auch die Spannungen bei den entsprechenden Kolbenstellungen 2, 3, 4 bei adiabatischer Zustandsänderung geringer sein als bei isothermischer Zustandsänderung, denn nach dem Gesetz von Gay-Lussac verhalten sich bei gleichem kg-Volumen die Spannungen wie die absoluten Temperaturen. Mit anderen Worten: die Adiabate fällt rascher zur Nullinie ab als die Isotherme. Umgekehrt: Wenn von einem und demselben Punkte aus einmal isothermisch, das andere Mal adiabatisch verdichtet wird, steigt die Adiabate natürlich rascher an als die Isotherme.

Beispiel. Der Hub eines Kompressors betrage 1 m. Die mit Außenluftspannung angesaugte Luft soll das erste Mal isothermisch, das zweite Mal adiabatisch auf 5 at verdichtet werden. An welcher Stelle des Kolbenhubes ist die verlangte Spannung erreicht?

a) Isothermische Verdichtung (ausgezogene Verdichtungslinie, Abb. 13). Nach der Gleichung der Isotherme ist $P_1 \cdot v_1 = P_2 \cdot v_2$ oder $v_2 : v_1 = P_1 : P_2$ oder auch, da sich die Volumina zueinander natürlich geradeso verhalten wie die entsprechenden Kolbenwege, so ist auch

$$s_2 = s_1 \frac{P_1}{P_2} = s_1 \frac{1}{5} = 0{,}2 \text{ m}.$$

b) Nach der Gleichung der Adiabate (gestrichelte Verdichtungslinie) ist $P_1 \cdot v_1^x = P_2 \cdot v_2^x$ oder $\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^x = \left(\frac{s_2}{s_1}\right)^x$

oder $$s_2 = s_1 \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{x}} = 1 \cdot \left(\frac{1}{5}\right)^{\frac{1}{1,4}} = 0{,}32 \text{ m}.$$

Rechnet man von der rechten Kolbenstellung aus, so ist die Spannung von 5 at erreicht, wenn der Kolben einen Weg von 1 — 0,32 = 0,68 m zurückgelegt hat, während bei isothermischer Verdichtung die verlangte Spannung erst nach 1 — 0,2 = 0,8 m Kolbenhub erreicht ist.

Man erhält demnach bei adiabatischer Verdichtung eine größere Raummenge verdichteter Luft als bei isothermischer Verdichtung. Nehmen wir z. B. in unserem Falle an, der Querschnitt des Zylinders betrage 0,1 qm, so beträgt das geförderte Luftvolumen bei adiabatischer Verdichtung 0,032 cbm, bei isothermischer Verdichtung dagegen nur 0,02 cbm. Dieses Mehr an Luft ist aber erkauft worden durch Aufwendung einer größeren Arbeit, nämlich jener Arbeit, welche in Abb. 13 der gestrichelten Fläche entspricht. Geht nun in einer langen Rohrleitung die bei der adiabatischen Verdichtung erzielte hohe Temperatur der Luft durch Abkühlung wieder verloren, so ist an der Verbrauchsstelle das Volumen der Luft schließlich doch wieder auf das bei isothermischer Verdichtung geförderte geringere Luftvolumen zusammengeschrumpft. Mit anderen Worten, die durch die gestrichelte Fläche dargestellte Arbeit ist dann vergeblich aufgewendet worden. Man sucht daher, um Arbeit zu sparen, bei der Luftverdichtung in Kompressoren ein Ansteigen der Temperatur während der Verdichtung (mit Hilfe von Wasserkühlung) nach Möglichkeit zu verhüten, d. h. man versucht sich der isothermischen Verdichtung möglichst zu nähern.

Die Änderung der Temperatur bei adiabatischer Zustandsänderung läßt sich leicht berechnen, wenn man Formel (13), welche nur für adiabatische Zustandsänderungen gilt, etwas umformt, und zwar mit Hilfe der Formel 7 S. 18, welche ja für alle Zustandsänderungen gilt, also auch für adiabatische.

Nach Formel (13) ist $\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^x$.

Nach Formel (7) S. 18 ist $\frac{P_1}{P_2} = \frac{v_2 \cdot T_1}{v_1 \cdot T_2}$, folglich ist auch $\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^x = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)\frac{T_1}{T_2}$

oder $$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{x-1}. \qquad (14)$$

Anderseits ist nach Formel (13) $\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{1}{\varkappa}}$, und wenn man dies in die eben abgeleitete Formel (14) einträgt, so ergibt sich

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}. \qquad (15)$$

Die Formeln (14) und (15) nennt man gewöhnlich die Poissonschen Gleichungen.

Beispiel. Es soll die im Beispiel a. v. S. eintretende Temperaturerhöhung der Luft bei der adiabatischen Verdichtung berechnet werden. Nach Formel (15) ist

$$T_2 = T_1\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = 293\left(\frac{5}{1}\right)^{\frac{1{,}4-1}{1{,}4}} = 469$$

$$t_2 = 469 - 273 = 196^0\,\text{C},$$

also, wie man sieht, sehr bedeutend.

Dritter Abschnitt.
Der Carnotsche Kreisprozeß.

Erstes Kapitel.
Verlauf des Prozesses.

Kreisprozesse bei Wärmekraftmaschinen. Unter Kreisprozeß verstanden wir S. 32 eine Reihe von aufeinanderfolgenden Zustandsänderungen eines Gases derart, daß schließlich der Anfangszustand wieder erreicht wurde. Derartige Kreisprozesse spielen eine wichtige Rolle bei allen Wärmekraftmaschinen. Abb. 14 zeigt z. B. den theoretischen Kreisprozeß einer gewöhnlichen Viertaktgasmaschine. Die Zuführung der Wärmemenge Q_1 geschieht bei gleichbleibendem Volumen, ebenso die bei jedem Kreisprozesse notwendige (s. S. 33) Abführung der Wärmemenge Q_2. Die dazwischen liegenden Kurven sind Adiabaten.

Abb. 15 zeigt den theoretischen Kreisprozeß einer Dieselmaschine (s. des Verf. Wärmekraftmaschinen AMuG. Bd. 21). Die Wärmezuführung geschieht hier bei gleichbleibender Spannung, die Wärmeabführung Q_2 bei gleichbleibendem Volumen, die dazwischenliegenden Kurven sind gleichfalls Adiabaten.

So lassen sich nun, da es ja unendlich viele Arten von Zustandsänderungen gibt, auch unendlich viele Kreisprozesse aus allen möglichen Zustandsänderungen zusammensetzen. Jedem Kreisprozesse eigen-

tümlich ist, wie auf S. 33 gezeigt wurde, ein gewisser thermischer Wirkungsgrad η_t, das heißt eine Zahl, welche angibt, welcher Bruchteil der zugeführten Wärmemenge Q_1 sich vermittelst dieses Kreisprozesses in nutzbare Arbeit umwandeln läßt. Daß η_t immer kleiner als 1 sein muß, also niemals gleich 1 werden kann, wurde schon früher (S. 33) festgestellt. Die Frage liegt nahe, ist es nicht möglich, einen Kreisprozeß ausfindig zu machen, der unter gegebenen Verhältnissen den denkbar höchsten thermischen Wirkungsgrad ergibt? Das ist in der Tat möglich, und der erste, der diesen Kreisprozeß angegeben hat, war der französische Physiker Carnot, nach welchem der Kreisprozeß den Namen Carnotscher Kreisprozeß erhalten hat.

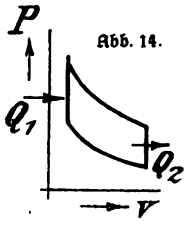


Abb. 14.

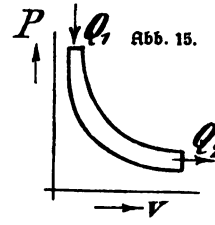


Abb. 15.

Die Zustandsänderungen im Carnotschen Kreisprozeß. Auf S. 30 wurde nachgewiesen, daß bei isothermischer Ausdehnung sämtliche zugeführte Wärme in Arbeit umgewandelt wird. Das widerspricht nebenbei bemerkt nicht etwa dem zweiten Hauptsatze, denn hier handelt es sich nicht, wie bei den Erörterungen des zweiten Hauptsatzes, um fortlaufende Umwandlung, sondern nur um einmalige Umsetzung von Wärme in Arbeit. Da es eine noch günstigere Art der Wärmezuführung offenbar nicht geben kann, so werden wir also zunächst feststellen: um ein möglichst großes η_t zu bekommen, wird die gesamte Zuführung der Wärme isothermisch, also bei gleichbleibender Temperatur zu geschehen haben.

Damit η_t möglichst groß wird, muß ferner, wie schon auf S. 33 gezeigt wurde, die abgeführte Wärme Q_2 möglichst klein werden. Nun ist aber nach Formel (11) S. 29 $Q_2 = c_v\,(T_2 - T_1) + A \cdot L$. Bei Zuführung von Wärme hatten wir diese Gleichung in der Weise gelesen: Zugeführte Wärme findet sich wieder in Zunahme der Temperatur (Zunahme der inneren Energie) und gewonnener äußerer Arbeit. Bei abzuführender Wärme können wir sagen: die abzuführende Wärme entspricht einer Abnahme der Temperatur (Abnahme der inneren Energie) und aufgewendeter äußerer Arbeit. Soll diese letztgenannte Summe möglichst klein sein, so kann man das dadurch erreichen, daß

man einen der beiden Summanden zu Null macht. Wenn wir es daher ermöglichen können, daß während der „Wärmeabführung" die Temperatur nicht mehr abnimmt, daß vielmehr schon zu Beginn der Wärmeabführung die niedrigste Temperatur erreicht ist, die unter den gegebenen Verhältnissen überhaupt möglich ist, dann ist in der Tat der eine der Summanden, nämlich $(T_2 - T_1)$, gleich Null. Wir stellen demgemäß fest: Auch die Wärmeabführung muß isothermisch geschehen.

Es fragt sich nun, wie gelangt man von der hohen zu der niederen Temperatur, ohne daß dabei Wärme abgeführt wird, denn es soll ja die gesamte nach dem zweiten Hauptsatze notwendigerweise abzuführende Wärmemenge bei gleichbleibender Temperatur abgeführt werden, und wie gelangt man dann wieder von der niedrigen Temperatur zu der hohen, ohne Wärmezuführung, denn auch hier sollte ja die gesamte zuzuführende Wärmemenge bei gleichbleibender höchster Temperatur zugeführt werden? Ein zweckmäßiger Übergang bietet sich offenbar dar bei Verwendung von adiabatischen Zustandsänderungen, bei denen, wie wir früher gesehen hatten, ohne Abführung von Wärme, lediglich dadurch, daß das Gas Arbeit verrichtet, die Temperatur erniedrigt und später bei der notwendigen Verdichtung ohne Wärmezuführung lediglich durch Aufwendung von Arbeit die Temperatur wieder erhöht wird.

Die Verwirklichung des Carnotschen Kreisprozesses. So besteht denn der Carnotsche Kreisprozeß aus zwei isothermischen und zwei adiabatischen Zustandsänderungen. Er erhält damit für Gas ungefähr ein Aussehen, wie es Abb. 16 darstellt, und da er in der ganzen technischen Wärmelehre eine ungemein wichtige Rolle spielt, soll hier noch etwas genauer auf ihn eingegangen werden. Eine Verwirklichung dieses Prozesses könnte man sich etwa in folgender Weise vorstellen (Abb. 16): Ein durch einen Kolben abgeschlossener Zylinder enthalte 1 kg Gas und sei mit einer ideal wirkenden Wärmeschutzmasse derartig rings eingehüllt, daß ein Eindringen oder Entweichen von Wärme ausgeschlossen ist. Es soll ferner angenom-

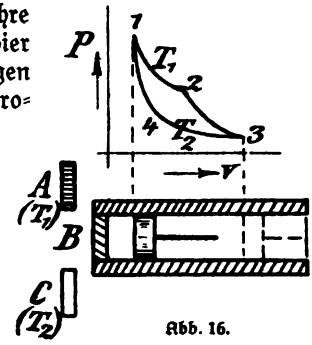


Abb. 16.

men werden, der Boden dieses Zylinders sei auswechselbar und es ständen uns drei verschiedene Böden A, B und C zur Verfügung, welche je nach Bedarf rasch an den Zylinder herangebracht werden könnten. Der Boden A stehe mit einer praktisch „unendlich" großen Wärmequelle (etwa einem sehr großen Dampfkessel) in Zusammenhang, deren Temperatur T_1 derjenigen entsprechen möge, bei welcher die Wärme zugeführt werden soll. Der zweite Boden B bestehe aus einer eben erwähnten idealen Wärmeschutzmasse, der Boden C dagegen stehe in Zusammenhang mit einem „unendlich" großen Wärmebehälter, dessen Temperatur T_2 derjenigen entsprechen möge, bei welcher die Wärmemenge Q_2 abgeführt werden soll, also etwa mit einem sehr großen Wasserbehälter. Über dem Zylinder sei wieder, wie früher, eine Tafel angebracht, auf welcher ein Indikator die den betreffenden Kolbenstellungen entsprechenden Gasspannungen senkrecht über den zugehörigen Kolbenstellungen aufschreibt. Die Verwirklichung des Prozesses würde dann vom Punkte 1 angefangen in folgender Weise vor sich gehen:

Durch Heranbringen des Bodens A findet aus dem großen Wärmebehälter ein fortwährendes Zuströmen von Wärme statt und damit eine Ausdehnung des Gases bei gleichbleibender Temperatur T_1. Im Punkte 2 wird der Boden A rasch durch den Boden B ersetzt, wodurch eine adiabatische Ausdehnung so lange stattfindet, bis das Gas sich unter Arbeitsleistung auf die Temperatur T_2 abgekühlt hat, was im Punkte 3 der Fall sein möge. Hier wird der Boden B rasch durch den Boden C ersetzt und der Kolben, etwa durch ein Kurbelgetriebe mit Schwungrad, wieder in den Zylinder hineingedrückt, wobei die der Verdichtungsarbeit entsprechende Wärmemenge Q_2 bei gleichbleibender Temperatur T_2 in den Wasserbehälter übergeführt wird. Im Punkte 4 wird noch einmal der Boden B herangebracht und die weitere Verdichtungsarbeit bis zum Punkte 1 zur Erhöhung der Temperatur der Luft von T_2 auf die Ausgangstemperatur T_1 verwendet, wodurch der Anfangszustand wieder erreicht ist.

Zweites Kapitel.

Der thermische Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses.

Ableitung der Formel. Es war oben nachgewiesen worden, daß der Carnotsche Kreisprozeß den höchsten thermischen Wirkungsgrad ergeben muß, der zwischen den gegebenen Temperaturgrenzen T_1 und T_2 überhaupt möglich ist. Die Frage liegt nahe: Wie groß ist denn nun dieser thermische Wirkungsgrad? Allgemein war der thermische Wirkungsgrad erläutert worden (S. 33) als das Verhältnis der verschwundenen, d. h. in Arbeit umgewandelten Wärmemenge $Q_1 - Q_2$ zu Q_1, der insgesamt zugeführten Wärmemenge: $\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$.

Da nach dem ersten Hauptsatze Wärme und Arbeit gleichwertig sind, so zwar, daß bei Hinzufügung der bekannten Umwandlungszahl $A = 1/427$ oder $1/A = 427$ in jeder Rechnung die Werte für Arbeit in mkg durch die Werte für Wärme in WE und umgekehrt ersetzt werden können, lassen sich in die Formel für η_t statt Q_1 und Q_2 in WE auch die diesen Wärmemengen entsprechenden Arbeitsgrößen L in mkg einsetzen. Dabei wollen wir uns daran erinnern, daß Wärmezuführung wie Wärmeabführung isothermisch geschehen und daß (s. S. 30) bei isothermischer Zustandsänderung die gesamte zugeführte (oder abgeführte) Wärme der gewonnenen (oder aufgewendeten) Arbeit entspricht. Damit wird aber, da sich die Zahl A im Zähler und Nenner forthebt, für den Carnotschen Kreisprozeß $\eta_t = \frac{L_1 - L_2}{L_1}$.

Nach der allgemeinen Formel 10 S. 24 ist in unserem Falle (Abb. 16)

$$L_1 = RT_1 \log\text{nat}\frac{P_1}{P_2}, \quad L_2 = RT_2 \log\text{nat}\frac{P_4}{P_3},$$

und da sich leicht nachweisen läßt, daß hier beim Carnotschen Kreisprozeß $\frac{P_1}{P_2} = \frac{P_4}{P_3}$ und demgemäß auch $\log\text{nat}\frac{P_1}{P_2} = \log\text{nat}\frac{P_4}{P_3}$, so ergibt sich für η_t beim Carnotschen Kreisprozeß (aber auch nur für ihn!) der einfache und ungemein wichtige Satz

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \tag{16}$$

Der Beweis, daß im vorliegenden Falle $\frac{P_1}{P_2} = \frac{P_4}{P_3}$, ergibt sich aus folgender Betrachtung: Bei den Adiabaten $1 \sim 4$ und $2 \sim 3$ (Abb. 16) ist die obere Temperatur (bei der Spannung P_1 oder P_2) $= T_1$, die untere (bei der Spannung P_3 oder P_4) $= T_2$, so daß nach der früher abgeleiteten Formel 15 S. 38

für die Adiabate $1 \sim 4$: $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_4}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$,

für die Adiabate $2 \sim 3$ $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_2}{P_3}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}$, ist:

mithin also auch: $\frac{P_1}{P_4} = \frac{P_2}{P_3}$ oder anders geschrieben $\frac{P_1}{P_2} = \frac{P_4}{P_3}$.

Beispiel. Die einfache Formel 16 gibt z. B. rasch eine Antwort auf die Frage, welcher thermische Wirkungsgrad denn im günstigsten Falle bei einer Dampfmaschine zu erwarten wäre. Über 350° C kann man selbst bei Dampfturbinen, wo hochüberhitzter Dampf Anwendung finden kann, aus praktischen Gründen nicht gut hinausgehen, so daß sich als oberste Temperatur $T = 273 + 350 = 623°$ ergibt. Als niedrigste zur Verfügung stehende Temperatur wird man etwa die Temperatur des Grundwassers, also ungefähr 10° C annehmen können, entsprechend $T = 283$. Damit ergibt sich aber für eine solche mit hochüberhitztem Dampfe arbeitende Maschine, selbst unter der Annahme, daß es möglich wäre, die Maschine nach dem günstigsten, nämlich dem Carnotschen Kreisprozesse zwischen den angegebenen Temperaturen arbeiten zu lassen, $\eta_t = \frac{623 - 283}{623} = 0{,}54$ oder 54 v. H.

Viel niedriger wird dieser Wirkungsgrad, wenn man annimmt, daß eine Kolbendampfmaschine mit gesättigtem Wasserdampfe von 6 at abs Eintrittsspannung arbeitet, der Dampf aber, nachdem er seine Arbeit verrichtet hat, aus dem Zylinder auspufft. Hier ist T_1 die Temperatur des gesättigten Wasserdampfes von 6 at abs, also rund 158° C, T_2 ist die Temperatur des Auspuffdampfes, also die Temperatur des Dampfes von 1 at abs oder rund 100° C. Mit diesen Grenztemperaturen wäre aber der thermische Wirkungsgrad dieser Dampfmaschine unter Annahme eines Carnotschen Kreisprozesses

$$\eta_t = \frac{431 - 373}{431} = 0{,}13 \text{ oder } 13 \text{ v. H.}$$

Drittes Kapitel.

Wichtige Folgerungen aus dem Carnotschen Kreisprozesse.

Erste Folgerung. Schreibt man die Formel 16 für den thermischen Wirkungsgrad des Carnot-Prozesses in der Form $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$, so erhält man damit einen wichtigen Fingerzeig, welchen Weg man einzuschlagen hat, um diesen Wirkungsgrad nach Möglichkeit zu erhöhen. Wie man leicht erkennt, nähert sich η_t um so mehr der „1", wird also um so größer, erstens je größer T_1, zweitens je kleiner T_2 wird, das heißt aber in Worten ausgedrückt: Die Wärmezuführung soll bei gleichbleibender möglichst hoher Temperatur erfolgen, die Wärmeabführung bei gleichbleibender möglichst niedriger Temperatur. Diese Betrachtung gilt ja zunächst nur für den Carnot-Prozeß. Da aber der Carnot-Prozeß zwischen gegebenen Temperaturgrenzen den höchsten thermischen Wirkungsgrad ergibt, so gilt offenbar für alle nur denkbaren Kreisprozesse der Satz: Um einen möglichst hohen thermischen Wirkungsgrad zu erzielen, soll Wärme stets bei möglichst hoher Temperatur zugeführt, bei möglichst niedriger Temperatur abgeführt werden. Das ist z. B. auch einer der Gründe, weshalb Gasmaschinen durchschnittlich mit einem wesentlich höheren thermischen Wirkungsgrade arbeiten als Dampfmaschinen. Näheres s. des Verf. Neuere Wärmekraftmaschinen AllgG. Bd. 21 u. 393.

Zweite Folgerung. Der thermische Wirkungsgrad irgendeines beliebigen Kreisprozesses, also auch des Carnot-Prozesses, war oben gefunden worden zu $\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ oder $= 1 - \frac{Q_2}{Q_1}$.
Der thermische Wirkungsgrad des Carnot-Prozesses dagegen ließ sich ausdrücken durch $\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ oder $= 1 - \frac{T_2}{T_1}$.

Daraus folgt aber sofort: Beim Carnot-Prozeß ist $\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}$ oder

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \tag{17}$$

eine Beziehung, die, wie später gezeigt werden soll, in der technischen Wärmelehre eine ungemein wichtige Rolle spielt.

Dritte Folgerung. Ist Q_1 in WE die einem Gase zugeführte Wärmemenge und L in mkg die mechanische Arbeit, die bei Anwendung

irgendeines Kreisprozesses aus dieser Wärmemenge gewonnen werden kann, so ist nach dem zweiten Hauptsatze (S. 33) diese Arbeit L nur ein Bruchteil jener zugeführten Wärmemenge Q_1, nämlich

$$A \cdot L = \eta_t \cdot Q_1.$$

Da auf der rechten Seite der Gleichung WE stehen, muß die auf der linken Seite stehende Arbeit auch in WE ausgedrückt, also mit $A = 1/427$ multipliziert werden. Beim Carnot-Prozeß ist aber $\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$, man kann daher in diesem Falle auch schreiben:

$$A \cdot L = \left(\frac{Q_1}{T_1}\right) T_1 - \left(\frac{Q_1}{T_1}\right) T_2.$$

Da alle drei Glieder der Gleichung Wärmemengen darstellen, ergibt sich hier also (durch die Glieder auf der rechten Seite der Gleichung) Wärme als Produkt aus 2 Faktoren, und zwar von der allgemeinen Form

$$\text{Wärme} = \frac{Q}{T} \times T.$$

Schreiben wir ferner die obige Gleichung in der Form

$$AL = \left(\frac{Q_1}{T_1}\right) \times (T_1 - T_2), \tag{18}$$

so ergibt sich daraus eine sehr bemerkenswerte Ähnlichkeit zwischen Wärmeenergie und anderen Energieformen. Wenn wir mechanische Arbeit leisten wollen, so stehen uns dazu verschiedene Hilfsmittel zu Gebote. Haben wir z. B. Wasser zur Verfügung, so ist es unter Umständen möglich, dieses Wasser zur Arbeitsleistung heranzuziehen; aber auch eben nur unter gewissen Umständen, nämlich dann, wenn außer dem Wasser selbst auch noch ein Gefälle, also eine Höhendifferenz, vorhanden ist. Selbst gewaltige Wassermengen, wie sie etwa durch große Seen dargestellt werden, sind für die Beschaffung mechanischer Arbeit wertlos, wenn wir keinen tiefer gelegenen Punkt haben, auf welchen wir das Wasser dauernd herabstürzen lassen können, und der kleinste Gebirgsbach kann uns in dieser Beziehung oft viel nützlicher sein als ein Flachlandsee von mehreren Quadratkilometern Oberfläche. Also nicht Wasser allein ist es, was wir zur Leistung mechanischer Arbeit brauchen, sondern das Produkt aus Wassermenge, genauer gesagt: Wassergewicht mal Gefälle (d. h. Höhendifferenz).

Um elektrische Energie in Arbeit zu verwandeln, brauchen wir eine Spannungsdifferenz. Die größte Elektrizitätsmenge wäre für uns wertlos, wenn es uns nicht gelänge, eine solche Spannungsdifferenz oder, anders ausgedrückt, ein solches Spannungsgefälle herzustellen.

Es ist also auch hier wieder ein Produkt, das Produkt aus Elektrizitätsmenge mal Spannungsdifferenz (Spannungsgefälle), mit dessen Hilfe wir erst imstande sind, elektrische Energie in mechanische Arbeit umzusetzen.

Gerade so, wie die unter Umständen im Wasser und in der Elektrizität, so ist auch die in der Wärme steckende Energie ein Produkt aus zwei Faktoren, welche man sogar wegen der Ähnlichkeit mit den Verhältnissen, die wir beim Wasser kennen gelernt hatten, geradezu (nach Zeuner) mit Wärmegewicht $\left(\frac{Q}{T}\right)$ und Temperaturgefälle bezeichnet hat. Eine einfache Überlegung zeigt uns ja, daß, ähnlich wie beim Wasser und bei der Elektrizität, so auch bei der Wärme selbst die größten Mengen für die Erzeugung mechanischer Arbeit wertlos wären, wenn nicht eine Temperaturdifferenz (oder Temperaturgefälle) vorhanden wäre. Man denke doch nur daran, welche geradezu ungeheueren Wärmemengen beispielsweise in unseren Seen und Meeren enthalten sind. Jedes Kilogramm Wasser von 12° Wärme enthält, wenn wir selbst bloß von dem gewöhnlichen Nullpunkt, das heißt von dem Gefrierpunkt des Wassers aus, rechnen, 12 WE. Wieviel Milliarden von WE, also welche Unmengen von WE enthält demnach wohl allein der Atlantische Ozean! Und doch sind alle diese Milliarden von WE für die Gewinnung von Arbeit aus dieser Wärme, sagen wir also kurz als „Arbeitswärme", so ziemlich wertlos, wir können mit dieser Unmenge von Energie nichts anfangen, denn wir haben keine genügende Temperaturdifferenz, kein genügendes Temperaturgefälle, um diese gewaltigen Wärmemengen ausnutzen zu können. Der Wärmeinhalt einer einzigen Schaufel voll Kohlen ist uns als „Arbeitswärme", d. h. als Wärme zur Erzeugung mechanischer Arbeit, wertvoller als der gesamte Wärmeinhalt eines großen Sees, denn die in der Kohle schlummernde Energie können wir (durch Entzünden der Kohle) mit Leichtigkeit so umgestalten, daß wir Wärme von sehr hoher Temperatur erhalten, so daß es uns leicht wird, auch ein sehr hohes Temperaturgefälle herzustellen, was bei der in den Wassern des Ozeans steckenden Wärme trotz ihrer ungeheuren Menge nicht möglich ist.

In Worten ausgedrückt würde also die obige Formel 18 etwa lauten können: Arbeitswärme = Wärmegewicht mal Temperaturgefälle.

Den Faktor $\left(\frac{Q}{T}\right)$ bezeichnete Clausius mit Entropie. Über Sinn,

Zweck und Art dieses Faktors, der in der technischen Wärmelehre eine bedeutende Rolle spielt, soll weiter unten Näheres gesagt werden.

Viertes Kapitel.

Der Carnot-Prozeß als Kreisprozeß für Kältemaschinen.

Der theoretische Vorgang bei der Kälteerzeugung. Eine höchst eigenartige Wirkung erhält man, wenn man sich den Carnot-Prozeß nicht in der oben S. 40 besprochenen Richtung durchlaufen denkt, sondern in der entgegengesetzten Richtung. Das ist aber offenbar möglich und würde durch folgende Hantierung mit den auf S. 40 besprochenen drei Böden zu erreichen sein: Vom Punkte 1 ausgehend wäre zunächst Boden B anzufügen, wodurch eine adiabatische Ausdehnung bis zum Punkte 4 stattfände unter Erniedrigung der Temperatur des Gases von T_1 auf T_2 Grad. Eine weitere Ausdehnung von Kolbenstellung 4 bis Kolbenstellung 3 könnte nun erzielt werden durch Anfügung des Bodens C, wobei dem Gase aus dem mit dem Boden C in Verbindung stehenden Wasserbehälter Wärme von der niedrigen Temperatur T_2 zugeführt werden würde. Im Punkte 3 müßte wiederum der Boden B angefügt werden, worauf der umkehrende Kolben die Luft bis zum Punkte 2 adiabatisch verdichten und dabei ihre Temperatur von T_2 auf T_1 erhöhen würde. Nun müßte der Boden A herangebracht werden und es würde von 2 bis 1 die Abführung von Wärme hoher Temperatur T_1 in den mit dem Boden A in Verbindung gedachten unendlich großen Wärmebehälter von der Temperatur T_1 stattfinden, worauf dann der ganze Vorgang von neuem beginnen könnte.

Eine weitere Ausdrucksform des zweiten Hauptsatzes. Da gegenüber dem früheren auf S. 40 beschriebenen Vorgange alles mit Ausnahme der Umlaufsrichtung ungeändert geblieben ist, sind natürlich auch die Werte von Q_1 und Q_2 ungeändert geblieben, und es ergibt sich somit folgender eigentümliche Vorgang: Aus einer Wärmequelle von niedriger Temperatur (nämlich dem mit dem Boden C in Verbindung stehenden Wasserbehälter) wurde Wärme herausgezogen, und diese Wärme, nachdem sie auf hohe Temperatur gebracht war, in einen Behälter von hoher Temperatur T_1, nämlich in den mit dem Boden A in Verbindung stehenden Wärmebehälter übergeführt. Man sieht aber, daß dies nur möglich war unter Aufwendung einer ganz bestimmten Arbeit, nämlich der Arbeit, welche dem Unterschiede $Q_1 - Q_2$ entspricht.

Bei den Berechnungen auf S. 42 hatten wir gesehen: Eine Wärmemenge Q_1 war gewissermaßen von der Temperatur T_1 auf die Temperatur T_2 herabgesunken, war dabei zum Teil in nutzbare Arbeit umgewandelt worden, während der Rest im Betrage von Q_2 Wärmeeinheiten abgeführt werden mußte, ohne daß es möglich gewesen wäre, diesen Rest in nutzbare Arbeit umzuwandeln. Da Wärmeenergie und mechanische Energie nach dem ersten Hauptsatze völlig gleichwertig sind, könnte man auch hier ähnlich wie bei einem Gewichte sagen: Wenn Wärmeenergie eine Temperaturdifferenz (nach unten) durchfällt, so leistet sie Arbeit; soll dagegen eine Temperaturdifferenz nach oben überwunden werden, so ist Arbeit aufzuwenden. Es liegt also in beiden Fällen dieselbe Gesetzmäßigkeit vor, die man vielleicht noch allgemeiner so aussprechen könnte: Wenn Wärmeenergie mit einem Temperaturgefälle in Verbindung gebracht wird, so kann dabei entweder Arbeit gewonnen werden, oder aber es muß Arbeit aufgewendet werden, je nach der Richtung des Temperaturgefälles. Das ist aber schließlich das, was der schon auf S. 33 erwähnte zweite Hauptsatz der technischen Wärmelehre besagt, und so wurde denn auch in der Tat von Clausius der zweite Hauptsatz in der Form ausgesprochen: Wärme kann nicht von selbst von Körpern niederer Temperatur auf Körper höherer Temperatur übergehen, sondern es ist stets Arbeit dafür aufzuwenden.

Kompressionskältemaschinen. Sieht man sich die Art von Maschinen etwas genauer an, die wir durch die zuletzt besprochene Hantierung mit jenen drei Böden erhalten haben, so erkennt man, daß hier nichts anderes vorliegt, als eine sogenannte Kältemaschine. Die mit dem Boden C in Verbindung stehende Wärmequelle niederer Temperatur wäre z. B. eine größere Menge einer kalten Salzlösung, aus welcher mit Hilfe eines Gases fortwährend Wärme „herausgezogen" wird, die also mit anderen Worten abgekühlt wird, z. B. bis auf 10°C unter Null. Diese „herausgezogene" Wärme niederer Temperatur wird dann durch Verdichtung des in dem Versuchszylinder (Abb. 16) verwendeten Gases unter Aufwendung von Arbeit in Wärme höherer Temperatur verwandelt und dann in einen „Wärmebehälter von höherer Temperatur", in diesem Falle „Kühlwasser" von etwa + 20°C übergeführt, worauf dann der Vorgang von neuem beginnt.

Abb. 17 zeigt in einfachster schematischer Form die technische Ausführung einer solchen neuzeitlichen „Kompressionskältemaschine", wie

ſie genannt wird. Es gehört dazu: ein Kompreſſor *a*, deſſen Inneres mit einer in ſich geſchloſſenen, mit einem Gaſe gefüllten Rohrleitung in Verbindung ſteht. Zweitens ein Behälter *b*, Kondenſator genannt, durch welchen in ununterbrochenem Strome Kühlwaſſer *KW* hindurchgeleitet wird; ferner das ſogenannte Regulierventil *c* und endlich ein Behälter *d*, Verdampfer genannt, der andauernd von einer Salzlöſung *SL* durchſtrömt wird. Der theoretiſche Vorgang bei der „Kälteerzeugung" wäre dann etwa folgender: Vor dem Ventil *c* (d. h. in der Abbildung links davon) befindet ſich in der Rohrleitung hochgeſpanntes Gas (Ammoniak, Kohlenſäure oder ſchweflige Säure), Punkt 1 des Diagrammes Abb. 16. Beim Durchſtrömen des Ventiles findet die adiabatiſche Ausdehnung ſtatt — entſprechend Diagrammweg 1 ~ 4, Abb. 16 — unter Abkühlung des Gaſes von + 20° C auf — 10° C. In dem im Verdampfer *d* befindlichen Rohrſtrange weitere iſothermiſche Ausdehnung (entſprechend Diagrammweg 4 ~ 3) dadurch, daß der Kolben im Zylinder *a* in die Höhe geht, alſo das kalte Gas „anſaugt" und die Salzlöſung „Wärme" an das Gas abgibt, d. h. ſich abkühlt. Im Kompreſſor *a* zunächſt adiabatiſche Verdichtung (entſprechend Diagrammweg 3 ~ 2 in Abb. 16) unter Erhöhung der Temperatur von — 10° C auf + 20° C, dann iſothermiſche Verdichtung (Diagrammweg 2 ~ 1 in Abb. 16) unter Abführung der (Verdichtungs-) Wärme auf das Kühlwaſſer.

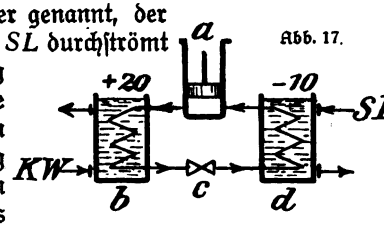


Abb. 17.

In Wirklichkeit iſt der Vorgang inſofern noch ein wenig anders, als die genannten hochverdichteten Gaſe in dem durch den Kondenſator *b* gehenden Rohrſtrange nicht nur abgekühlt, ſondern auch gleichzeitig verflüſſigt werden, ſo daß im Regulierventil *c* nicht nur eine Ausdehnung, ſondern gleichzeitig auch eine Verdampfung eintritt. Näheres darüber ſ. Alt, Die Kälte, ihr Weſen, ihre Erzeugung und Verwertung, AMuG. Bd. 311.

Wärmekraftmaſchine und Wärmepumpe. Da in einer ſolchen Kältemaſchine, wie wir geſehen hatten, Wärme andauernd von einem Körper niederer Temperatur (der Salzlöſung) auf einen Körper höherer Temperatur (das Kühlwaſſer) unter Arbeitsleiſtung gewiſſermaßen hinaufgepumpt wird, hat man die ganze Einrichtung geradezu als

Wärmepumpe bezeichnet und kann nun sagen: Läßt man ein Gas einen Carnot-Prozeß in der auf S. 40 besprochenen Richtung durchlaufen, so erhält man eine Wärmekraftmaschine, im umgekehrten Falle dagegen eine Wärmepumpe.

Leistungsbedarf zum Betrieb einer Kältemaschine. Die Größe einer Kältemaschine wird im Handel ausgedrückt durch ihre stündliche „Kälteleistung". Man spricht z. B. von einer Kältemaschine von 100000 WE und meint damit, daß man imstande ist, mit dieser Kältemaschine der für weitere Kühlzwecke (Eiserzeugung od. dgl.) verwendeten Salzsole stündlich 100000 WE zu entziehen. Diese hier dem Gase zugeführten 100000 WE entsprechen daher der Wärmemenge Q_2 im Carnotschen Kreisprozeß. Da die Temperaturen $T_1 = 273 + 20$ und $T_2 = 273 - 10$ gegeben sind, so findet man aus Formel 17 S. 44 die auf das „Kühlwasser" im „Kondensator" b theoretisch zu übertragende, hier also abzuführende Wärmemenge Q_1 aus

$$Q_1 = T_1 \frac{Q_2}{T_2} = 293 \frac{100000}{263} = \sim 111000 \text{ WE}.$$

Nun ist es aber auch leicht, die Arbeit zu berechnen, die nach dem Carnot-Prozeß theoretisch geleistet werden muß, um jene 100000 WE von der Temperatur -10^0 C auf die Temperatur $+20^0$ C zu bringen. Diese Arbeit entspricht ja bekanntlich der Differenz der in Frage kommenden Wärmemengen, also der Differenz $Q_1 - Q_2$, und beträgt daher in mkg umgerechnet

$$L = \frac{1}{A}(Q_1 - Q_2) = 427\,(111000 - 100000) = 4700000 \text{ mkg}.$$

Diese Arbeit in mkg muß stündlich geleistet werden. Nun ist aber die Arbeit, welche eine Maschine von 1 PS verrichtet, wenn sie 1 Stunde lang arbeitet 1 PS — std $= 75 \cdot 60 \cdot 60 = 270000$ mkg.

Jene Kältemaschine würde also theoretisch zu ihrem Betriebe, d. h. zum Betriebe des oben erwähnten Kompressors, brauchen eine Maschine von $\frac{4700000}{270000} = \sim 17{,}5$ PS.

Ein scheinbares Paradoxon der mechanischen Wärmetheorie. Die eben erwähnte Betriebskraftmaschine hat eine Stunde lang 17,5 PS geleistet entsprechend einer Arbeit von 4700000 mkg oder einer Wärme von $\frac{4700000}{427} = 11000$ WE. Mit diesen aufgewendeten 11000 WE sind aber, wie oben berechnet wurde, stündlich 111000 WE in das sogenannte Kühlwasser übergeführt, also gewissermaßen erzeugt

worden, was dem bekannten Grundgesetz von der Erhaltung der Energie zu widersprechen scheint. Der Trugschluß bei einer solchen Betrachtung läge darin, daß man nicht beachtet hat, daß jene 17,5 PS nicht nur selbst in Wärme umgewandelt wurden, sondern daß mit ihrer Hilfe auch noch jene 100000 WE, welche die Natur lieferte, der Sole entzogen und ebenfalls in das Kühlwasser übergeführt wurden. Die Rechnung stimmt, wie man sich leicht überzeugt, ganz genau: Stündlich sind 100000 WE von der Temperatur T_2 sozusagen angesaugt und auf die „Höhe" T_1 befördert worden. Für diese Arbeit wurden aufgewendet 11000 WE, macht zusammen 111000 WE, d. h. genau gleich dem Betrage an WE, der in das Kühlwasser übergeführt wurde. Es ist aber immerhin fesselnd, daß hier eine Möglichkeit vorliegt, mit Hilfe von Arbeit „Wärme zu erzeugen". Man braucht sich z. B. nur zu denken, daß man eine Wasserkraft zur Verfügung hat, welche 17,5 PS liefert. Dann würde es möglich sein, unter Ausnützung dieser Wasserkraft und unter Zuhilfenahme einer Kältemaschinenanlage sozusagen als Nebenerzeugnis theoretisch stündlich 111000 WE zu „erzeugen", die etwa in Form von warmem Badewasser Verwendung finden könnten. In Wirklichkeit würden es allerdings weniger sein, da ja z. B. für die Bewegung des Kühlwassers und der Salzlösung Pumpen erforderlich sind, deren Betrieb einen Teil jener zur Verfügung stehenden 17,5 PS beanspruchen würden. (Näheres über dieses Paradoxon s. Dinglers Polytechnisches Journal 1915, S. 289.)

Fünftes Kapitel.

Warum ist der Carnot-Prozeß nicht ausführbar?

Wenn der Carnotsche Kreisprozeß zwischen zwei festliegenden Grenztemperaturen den denkbar günstigsten thermischen Wirkungsgrad ergibt, so liegt die Frage nahe, warum es denn noch keine Maschine gibt, welche nach diesem Prozesse arbeitet. Die Antwort darauf erhält man, wenn man sich einmal z. B. für Gase den Carnot-Prozeß maßstäblich richtig aufzeichnet, was der Deutlichkeit wegen oben in Abb. 16 nicht geschehen ist. Abb. 18 zeigt, wie der Prozeß in Wirklichkeit ungefähr aussehen würde, sie zeigt aber auch sofort, warum tatsächlich ein solcher Prozeß unausführbar ist. Bei gewal-

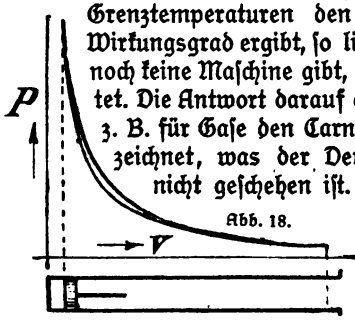


Abb. 18.

tig hohen Drücken und verhältnismäßig großen Zylinderabmessungen ist die Fläche des Diagrammes (welche ja bekanntlich die geleistete Arbeit darstellt) ungemein klein, man hat es geradezu scherzhaft ein Regenwurmdiagramm genannt. Die aus den hohen Drücken in Verbindung mit den großen Zylinderabmessungen sich ergebenden starken Abmessungen aller Triebwerksteile würden aber die Maschine derartig plump und schwer machen, daß die geringe Arbeitsleistung bei einem Kolbenhinundhergange nicht einmal dazu ausreichen würde, um auch nur die Arbeitsverluste zu decken, die durch Reibung der schweren Maschinenteile aufeinander entstehen. Die Maschine würde also garnicht betriebsfähig sein. Trotzdem verliert aber der Carnot-Prozeß dadurch nichts an seiner Wichtigkeit. Er bildet eben einen Vergleichsmaßstab für die verschiedenen denkbaren Kreisprozesse, deren thermische Wirkungsgrade sich dem des Carnotschen Kreisprozesses wohl nähern, ihn aber niemals erreichen können.

Vierter Abschnitt.

Dämpfe.

Erstes Kapitel.

Unterschied zwischen Gasen und Dämpfen.

Diejenigen luftförmigen Körper, welche durch Wärmezuführung aus einer tropfbaren Flüssigkeit entstanden und allein durch Wärmeentziehung wieder in den flüssigen Zustand zurückgebracht werden können, nennt man Dämpfe. Steht ein Dampf in Berührung mit der Flüssigkeit, aus welcher er entstanden ist, so bewirkt schon die geringste Abkühlung, daß ein von der Größe der Abkühlung oder Wärmeabführung abhängiger Teil des Dampfgewichtes sich wieder in Flüssigkeit zurückverwandelt.

Das Verhalten der Dämpfe bei Wärmezuführung oder Wärmeabführung ist, wie schon aus diesem Beispiele hervorgeht, ein wesentlich anderes, als das Verhalten der bisher besprochenen Gase. Insbesondere befolgen die Dämpfe nicht, oder doch nur in einem ganz bestimmten Ausnahmefalle das früher entwickelte Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz $P \cdot v = R \cdot T$. Genau so wie aber alle Gase dieselben Gesetze befolgen, ebenso ist auch das allgemeine Verhalten aller Dämpfe gegenüber Wärmezuführung und -abführung dasselbe. Es soll daher hier

als Beispiel nur das Verhalten des bekanntesten und verbreitetsten aller Dämpfe, des Wasserdampfes, genauer behandelt werden. Die Abweichungen, die sich bei anderen Dämpfen etwa ergeben, sollen an gelegener Stelle angeführt werden.

Zweites Kapitel.
Eigenschaften des Wasserdampfes.

Wir können uns die Eigenschaften des Wasserdampfes am einfachsten klar machen, wenn wir uns eine Reihe von Versuchen angestellt denken, deren Anordnung die folgende ist:

Wir denken uns (Abb. 19) einen oben offenen Zylinder, welcher entweder aus Glas hergestellt ist oder irgendeine Vorrichtung besitzt, um die Menge des in ihm eingeschlossenen Wassers erkennen zu lassen. Dieser Zylinder sei mit einem Kolben verschlossen, welcher zwar den Zylinder vollkommen dicht abschließt, anderseits sich aber auch sehr leicht, das heißt ohne Reibung, bewegen läßt. Der Querschnitt des Zylinderinneren, also auch die Druckfläche des Kolbens, betrage genau 100 qcm. Mit dieser Vorrichtung denken wir uns nun die folgenden Versuche angestellt:

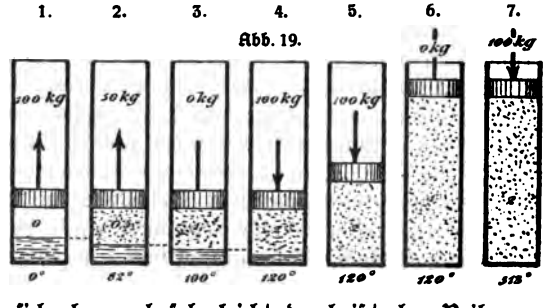


Abb. 19.

Erster Versuch, Wasserdampf von 0°. (Abb. 19, 1.) Wir bringen das in dem Zylinder eingeschlossene Wasser auf eine Temperatur von 0° und versuchen nun, den Kolben, welcher vorher auf dem Wasser aufsaß, in die Höhe zu ziehen. Messen wir durch irgendeine geeignete Vorrichtung die Größe der hierzu nötigen Kraft, so finden wir, daß diese Kraft ziemlich genau 100 kg beträgt. Das konnten wir von vornherein erwarten. Die Kolbenfläche beträgt ja nach unserer Voraussetzung 100 qcm, und da unter dem Kolben annähernd der Druck Null herrscht (genauer der Druck 0,006 at abs), während oben auf dem Kolben der Druck der Außenluft lastet, welcher, wie wir früher (S. 5) gesehen hatten, ungefähr 1 kg für den qcm beträgt, so muß die Kraft, welche

notwendig ist, um den Kolben in die Höhe zu ziehen, ziemlich genau 100 kg betragen.

Zweiter Versuch, Wasserdampf von $^1/_2$ at abs. (Abb. 19, 2.) Wir ziehen den Kolben ein Stück in die Höhe, und während wir ihn in dieser Stellung festhalten, bringen wir das Innere des Zylinders mit seinem Wasserinhalte durch Wärmezuführung auf eine Temperatur von $\sim 81^0$ C. Sehen wir jetzt unseren Zylinder zunächst einmal auf seinen Wasserinhalt an, so bemerken wir, daß der Wasserspiegel gesunken ist, es muß also ein Teil des Wassers in Dampf übergegangen sein. Dann bemerken wir aber noch etwas anderes. Die Kraft, welche nötig ist, um den Kolben in seiner Lage festzuhalten, beträgt jetzt nicht mehr 100 kg wie vorher, sondern nur noch 50 kg. Da sich nun der Druck der Außenluft inzwischen nicht geändert hat, sondern wie vorher, auf die ganze Kolbenfläche bezogen, 100 kg beträgt, so kann der Grund für die geringer gewordene Kraft nur der sein, daß unter dem Kolben nicht mehr der Druck Null herrscht, sondern daß von unten her auf den Kolben ein Druck von im ganzen 50 kg, also $^1/_2$ kg auf jedes qcm, ausgeübt wird. Wir stellen mithin fest: Ein Teil des Wassers ist durch die Wärmezuführung in Dampfform übergegangen, und der so erzeugte Dampf von 82^0 Wärme übt auf jedes qcm einen Druck von $^1/_2$ kg aus, oder, wie wir kürzer sagen, er hat eine Spannung von $^1/_2$ at (Atmosphäre).

Dritter Versuch, Wasserdampf von 1 at abs. (Abb. 19, 3.) Während wir unsern Kolben in derselben Lage wie beim zweiten Versuch festhalten, bringen wir das Zylinderinnere durch weitere Wärmezuführung auf eine Temperatur von 100^0 C. Der Erfolg ist ein ähnlicher wie vorher. Der Wasserspiegel ist noch weiter gesunken, es hat sich also noch mehr Wasser in Dampf verwandelt; die Kraft, welche nötig ist, um den Kolben in seiner Lage zu erhalten, ist noch geringer geworden, sie beträgt ungefähr 0 kg, das heißt der Kolben bleibt von selbst in seiner Lage stehen, was offenbar nur dadurch möglich ist, daß unter dem Kolben genau derselbe Druck herrscht wie über dem Kolben. Mit anderen Worten: Wasserdampf von einer Temperatur von 100^0 (genauer $99{,}1^0$) übt, solange er mit dem Wasser in Verbindung steht, aus dem er erzeugt wurde, auf die ihn umgebenden Wandungen einen Druck von 1 kg für den qcm, das heißt einen Druck von 1 at aus.

Vierter Versuch, Wasserdampf von 2 at abs. (Abb. 19, 4.) Während der Kolben in seiner Lage festgehalten wird, steigern wir durch Wärmezufuhr die Temperatur des Zylinderinneren auf 120^0. Wir

finden, der Wasserspiegel ist noch einmal gesunken, und um den Kolben in seiner Lage festzuhalten, muß ich auf ihn nicht mehr eine nach aufwärts gerichtete Zugkraft, sondern im Gegenteil eine nach abwärts gerichtete Druckkraft von im ganzen ungefähr 100 kg ausüben, ein Beweis, daß Dampf von 120° (genauer 119,6°), solange er mit seinem Wasser in Berührung steht, auf die ihn umgebenden Wandungen einen Druck von 2 kg für den qcm, das heißt also von 2 at abs oder annähernd (siehe Beispiel auf S. 8) 1 at Ue ausübt.

Wir haben nun in unserem Zylinder Wasserdampf, also etwas, was mit den früher betrachteten Gasen wenigstens äußerlich eine gewisse Ähnlichkeit hat; es liegt daher die Frage nahe, ob denn dieser Wasserdampf auch die für die Gase geltenden Gesetze, namentlich also das Boyle-Gay-Lussacsche Gesetz, befolgt. Um dies zu erklären, dazu diene uns ein

Fünfter Versuch, trocken gesättigter Dampf. (Abb. 19, 5.) Wir sorgen dafür, daß die Temperatur von 120° im Zylinderinneren unter allen Umständen erhalten bleibt und lassen den Kolben in die Höhe steigen. Was finden wir nun? Der Wasserspiegel sinkt immer weiter, während der Kolben in die Höhe steigt, es wird also immer mehr Wasser in Dampf verwandelt. Aber wenn wir die Kraft messen, welche ausgeübt werden muß, um den Kolben in irgendeiner Lage festzuhalten, so finden wir, daß diese Kraft stets dieselbe bleibt; wir wollen, vorwegnehmend, gleich hinzufügen, solange sich noch eine Spur Wasser im Zylinder befindet.

Das Entsprechende finden wir im umgekehrten Falle. Drücken wir den Kolben wieder weiter hinein, sorgen aber immer dafür, daß die Temperatur von 120° erhalten bleibt, so verdichtet sich sofort wieder ein Teil des Dampfes zu Wasser, während die auf den Kolben auszuübende Kraft auch hier dieselbe bleibt. Es ist also gerade so, als wenn der Dampf bei einer gewissen Kolbenstellung immer satt wäre und keine weiteren Dampfteilchen mehr aufnehmen wollte. Erst wenn wir den Kolben weiter herausziehen, bekommt der Dampf wieder Hunger und nimmt weitere in Dampf verwandelte Wasserteilchen in sich auf und zwar so lange, bis er wieder „satt" ist. Drücken wir dagegen den Kolben hinunter, so scheidet der Dampf sofort wieder eine Anzahl Dampfteilchen als Wasser aus, geradeso, als ob er übersättigt wäre und jene ausgeschiedenen Dampfteilchen nicht mehr bei sich behalten könnte. Wegen dieser eben erläuterten Eigentümlichkeit nennt man

nun auch wirklich Dampf, welcher in Verbindung mit seiner Flüssigkeit steht, gesättigten Dampf, oder, wenn man sicher ist, daß sich in ihm keinerlei Flüssigkeitsteilchen mehr schwebend befinden: trocken gesättigten Dampf. Den Gegensatz zu gesättigtem Dampf bildet ungesättigter oder überhitzter Dampf, dessen Eigenschaften bei den folgenden Versuchen besprochen werden sollen.

Zusammenhang von P und T bei gesättigtem Dampf. Da während des ganzen fünften Versuches die Temperatur dieselbe geblieben ist, das vom Zylinder und Kolben eingeschlossene Volumen aber gegenüber dem vierten Versuche zugenommen hat, so haben wir nach unseren früheren Feststellungen offenbar eine Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur (isothermische Zustandsänderung, siehe S. 10). Während wir aber gefunden hatten, daß Gase bei isothermischer Zustandsänderung das Gesetz von Boyle befolgen, ihr Druck also in demselben Verhältnisse abnimmt wie ihr Volumen zunimmt, sehen wir hier, daß gesättigter Wasserdampf (und ebenso jeder andere gesättigte Dampf) ein von diesem Gesetze abweichendes und ganz eigentümliches Verhalten zeigt: Der Druck des gesättigten Dampfes ist unabhängig vom Volumen und lediglich abhängig von der Temperatur. Irgendeiner Temperatur entspricht immer eine ganz bestimmte Dampfspannung und umgekehrt: gesättigter Dampf von irgendeiner Spannung hat immer ein und dieselbe dieser Spannung eigentümliche Temperatur. Haben wir in einem Gefäße Luft von 5 at Spannung, so kann diese Luft noch unendlich verschiedene Temperaturen besitzen. Ist dagegen in dem Gefäße gesättigter Wasserdampf von 5 at Spannung enthalten, so ist damit auch sofort die Temperatur dieses Dampfes gegeben. In welcher Weise die Temperatur mit der Spannung zusammenhängt und umgekehrt, läßt sich durch eine Formel nur unvollkommen ausdrücken. Man findet die gegenseitige Abhängigkeit am einfachsten aus Tabellen, die für die verschiedenen Dämpfe durch Versuche gefunden sind. Eine Tabelle für gesättigten Wasserdampf soll weiter unten angegeben werden.

Sechster Versuch, ungesättigter oder überhitzter Dampf. (Abb. 19, 6.) Wir wollen annehmen, daß der Versuch 5 so lange fortgesetzt sei, das heißt der Kolben so weit in die Höhe gezogen sei, bis soeben der letzte Tropfen Wasser verdampft ist. Wir wissen bereits, daß, sofern die Temperatur von 120° erhalten geblieben ist, die Spannung dieses Dampfes auch im letzten Augenblicke immer noch 2 at abs beträgt.

Nun wollen wir aber, indem wir auch hier dafür sorgen, daß die Temperatur von 120° erhalten bleibt, den Kolben weiter heraustreten lassen. Wir würden in diesem Falle finden, daß die Kraft, mit welcher wir den Kolben niederdrücken müssen, immer kleiner wird, je mehr der Kolben in die Höhe geht, und zwar in demselben Verhältnis kleiner, als das Volumen des Zylinders durch das Zurückweichen des Kolbens größer wird. Ist das vom Zylinder und Kolben eingeschlossene Volumen doppelt so groß als am Ende des fünften Versuches, und messen wir nun die Kraft, welche in diesem Augenblicke nötig ist, um den Kolben in seiner Lage festzuhalten, so finden wir, daß diese Kraft gleich Null geworden ist: über und unter dem Kolben herrscht derselbe Druck. Der unter dem Kolben befindliche Dampf von 120° C hat also die Spannung von 1 at abs. Dieser Versuch zeigt uns recht deutlich eine neue wichtige Eigenschaft des Dampfes: Beim vierten Versuch hatten wir ebenfalls Dampf von der Spannung 1 at abs. Dieser Dampf aber stand noch mit Wasser in Berührung, war also gesättigt und hatte eine Temperatur von 100°. Wir sahen auch, daß bei gleichbleibender Temperatur ein Herausziehen und Hineindrücken des Kolbens auf die Spannung dieses Dampfes gar keinen Einfluß hatte. Hier dagegen haben wir einen Wasserdampf von 1 at Spannung und 120° C, der einfach durch Ausdehnung und zwar durch Volumenverdoppelung aus Dampf von 120° und 2 at abs entstanden ist, der also dieselben Eigenschaften aufweist, die wir früher bei isothermischer Ausdehnung von Gasen gefunden hatten. Ehe wir jedoch näher auf die Ergebnisse dieses Versuches und auf die Eigenschaften dieser Art von Wasserdampf eingehen, wollen wir noch einen letzten Versuch anstellen.

Siebenter Versuch, Ähnlichkeit zwischen überhitzten Dämpfen und Gasen. (Abb. 19, 7.) Der Dampf, den wir beim sechsten Versuch bekommen hatten, schien uns bereits genau die gleiche Eigenschaft zu haben wie die früher betrachteten Gase. Wir wollen uns nun durch einen neuen Versuch überzeugen, ob das wirklich der Fall ist, und wollen dazu den Kolben in seiner Stellung festhalten. Hat dieser Dampf die gleichen Eigenschaften wie die Gase, so müßte es möglich sein, einfach durch Temperaturerhöhung seine Spannung wieder auf 2 at zu bringen. Die Höhe der Temperatur läßt sich berechnen, wenn wir uns an das seinerzeit (S. 20) für die Gase aufgestellte Gesetz erinnern, daß bei gleichbleibendem Volumen die Spannungen sich verhalten wie die absoluten Temperaturen. Es muß sich also hier die gesuchte abso-

lute Temperatur x zur vorhandenen absoluten Temperatur von 393° (= 120° C) verhalten wie die neue Spannung (2 at) zu der gegenwärtigen Spannung (1 at) oder kürzer $x : 393 = 2 : 1$, und daraus $x = \frac{2 \cdot 393}{1} = 786°$ abs $= 786 - 273 = 513°$ C.

Wenn wir also durch weitere Wärmezuführung bei festgehaltenem Kolben die Temperatur des Dampfes auf 513° C bringen, so finden wir, daß geradeso wie beim vierten und fünften Versuch ein Druck von 100 kg auf den Kolben ausgeübt werden muß, um ihn in seiner Lage festzuhalten. Mit anderen Worten, der unter dem Kolben befindliche Dampf von 513° C hat wieder eine Spannung von 2 at abs. Offenbar haben wir hier aber eine ganz andere Art Dampf vor uns als bei Versuch 4, und es ist leicht ersichtlich, woher diese Verschiedenheit stammt. Bei Versuch 4 stand der Dampf in Verbindung mit seiner Flüssigkeit, wir nannten ihn gesättigten Dampf. Der bei dem vorliegenden Versuche erhaltene Dampf ist dagegen entstanden aus einem Dampfe, der gar nicht mehr in Berührung mit seiner Flüssigkeit stand, seine Temperatur ist ganz wesentlich höher als die Temperatur des gesättigten Wasserdampfes von gleicher Spannung, man nennt ihn daher überhitzten (auch wohl ungesättigten) Dampf.

Vor einem Irrtum muß aber hier gewarnt werden: Wenn wir eben bei unserem siebenten Versuch überhitzten Wasserdampf von 2 at abs und 513° C bekommen hatten, so muß man wohl beachten, daß ja nicht etwa überhitzter Wasserdampf von 2 at Spannung immer eine Temperatur von 513° C und umgekehrt überhitzter Wasserdampf von 513° C nicht immer eine Spannung von 2 at hat. Hätten wir z. B. bei Beginn des siebenten Versuches im Zylinder trocken gesättigten Dampf von 5 at abs gehabt, welcher eine Temperatur von ungefähr 151° C besitzt (also eine absolute Temperatur von $151 + 273 = 424°$), und hätten wir diesen Dampf dann bei stillstehendem Kolben, das heißt bei gleichbleibendem Volumen, auf 513° C = 786° abs erhitzt, so würde seine Spannung eine wesentlich andere werden als 2 at: Nach dem Gesetze von Gay-Lussac verhalten sich bei gleichbleibendem Volumen die Spannungen wie die absoluten Temperaturen. Es würde sich also verhalten die gesuchte Spannung x bei 513° C zur gegebenen Spannung (5 at) bei 151° C wie die absolute Temperatur bei 513° C zur absoluten Temperatur bei 152° C oder

$x : 5 = (273 + 513) : (273 + 151)$ und daraus $x = 5 \cdot \frac{786}{425} = \sim 9{,}25$ at.

Die Ergebnisse unserer Versuche sind also, kurz zusammengefaßt, folgende:

1. Dämpfe können in zwei verschiedenen Formen vorkommen:
   a) als gesättigte Dämpfe: Versuch 1—5;
   b) als ungesättigte oder überhitzte Dämpfe: Versuch 6 und 7.
2. Bei gesättigten Dämpfen hängt die Spannung lediglich von der Temperatur ab und umgekehrt: Versuch 1—5.
3. Überhitzte Dämpfe befolgen das Gesetz von Boyle-Gay-Lussac, d. h. sie verhalten sich gegenüber Temperatur-, Druck- oder Volumenänderung wie ein Gas.

   Hinzugefügt sei bei dieser Gelegenheit, daß eine völlige Übereinstimmung mit den Gasen erst bei hoher Überhitzung eintritt. Die Übereinstimmung wird um so unvollkommener, je mehr sich die Dämpfe ihrem Sättigungspunkte nähern.
4. Bei gleicher Temperatur hat der gesättigte Dampf eine höhere Spannung als der überhitzte Dampf, vgl. Versuch 5 und 6, und zwar hat er, wie eine einfache Überlegung zeigt, die höchste Spannung, welche bei dieser Temperatur möglich ist.
5. Bei gleicher Spannung hat der überhitzte Dampf stets eine höhere Temperatur als der gesättigte Dampf, vgl. Versuch 4 und 7.

Drittes Kapitel.

Isothermische Zustandsänderungen bei Dämpfen. Kritischer Punkt.

Denken wir uns (Abb. 20 a. f. S.) einen langen mit einem Kolben verschlossenen Zylinder, in welchem sich bei der Kolbenstellung *a* hochüberhitzter Dampf befindet. Auf einer über dem Zylinder befindlichen Tafel seien wieder, von einer Null-Linie aus, die verschiedenen im Zylinder herrschenden Spannungen senkrecht über der zugehörigen Kolbenstellung aufgetragen. In geeigneter Weise sei dafür gesorgt, daß bei beliebiger Kolbenbewegung die Temperatur im Inneren des Zylinders immer dieselbe bleibt, so daß wir also eine isothermische Zustandsänderung vor uns hätten.

Drücken wir von *a* aus den Kolben in den Zylinder hinein, verkleinern wir also das Volumen, so muß sich zunächst die Spannung in gleichem Maße erhöhen, da, wie wir auf S. 57 gesehen hatten, überhitzte Dämpfe das Mariotte-Gay-Lussacsche Gesetz befolgen. Die Kurve wäre also zunächst eine gleichseitige Hyperbel, bis dann im Punkte *b*

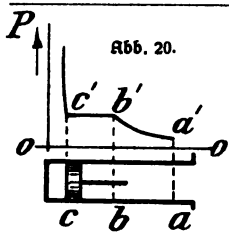


Abb. 20.

der Sättigungspunkt (vgl. Versuch 5, S. 55) erreicht wäre. Drücken wir den Kolben noch weiter hinein und sorgen dafür, daß die Temperatur auch weiter unverändert bleibt, so findet eine zunehmende Verflüssigung des Dampfes bei gleichbleibender Spannung statt, bis bei der Kolbenstellung c der gesamte Dampf sich zur Flüssigkeit verdichtet hat. Wollte man nun versuchen, den Kolben weiter hineinzudrücken, so würde, da Flüssigkeit nahezu unzusammendrückbar ist, die Spannung sofort bis ins Unendliche steigen. Wir erhalten also bei unserem Versuche annähernd die in Abb. 20 dargestellte Kurve, deren allgemeine Form ebenso für sämtliche anderen Dämpfe gilt. Da sie nach Voraussetzung eine Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur darstellt, muß jene eigentümliche Kurve a', b', c' unserer früheren Bezeichnung gemäß als Isotherme bezeichnet werden.

Von besonderer Bedeutung ist hier das Stück $b'\,c'$. Es zeigt uns den wichtigen Satz: Die Isotherme gesättigter Dämpfe ist nicht wie bei den Gasen eine gleichseitige Hyperbel, sondern eine Gerade und zwar bei der üblichen Darstellungsweise (Abb. 20) eine wagerechte gerade Linie.

Läßt man die Anordnung ungeändert, wählt aber während der geschilderten Zustandsänderung eine höhere gleichbleibende Temperatur, so wissen wir zunächst aus unseren früheren Betrachtungen (S. 11), daß die neue Kurve durchweg oberhalb der früheren Kurve liegen muß. Aus unserem Versuch 4 wissen wir ferner, daß hochgespannter Dampf eine größere Gewichtsmenge Dampfteilchen in sich aufnehmen kann, als niedrig gespannter Dampf, d. h. also in unserem Falle: ein Ausscheiden von Wasser (der Sättigungspunkt) wird bei höherer Temperatur, also höherer Spannung, nicht schon im Punkte b, sondern erst etwas später erreicht werden und zwar um so später, je höher die Temperatur, also auch die Spannung ist. Da Flüssigkeit von höherer Temperatur einen größeren Raum einnimmt als solche von niederer Temperatur, wird anderseits das Ende der Verflüssigung nicht erst im Punkte c, sondern mit steigender Temperatur immer früher eintreten. Man erhält also für die verschiedenen Temperaturen t_1, t_2, t_3 ... eine Schar von Isothermen (Abb. 21), deren Punkte b, c sich mit steigender Temperatur immer weiter nähern, bis bei einer bestimmten Tempe-

ratur und Spannung die Punkte *b* und *c* der Abb. 20 im Punkte *K* (Abb. 21) zuſammenfallen.

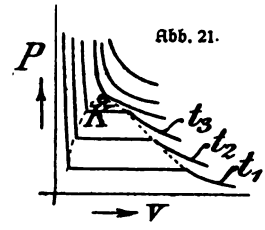


Abb. 21.

Kritiſcher Punkt. Dieſen Punkt, bei welchem die eben beſprochenen Punkte *b'* und *c'* der Iſotherme zuſammenfallen, nennt man den kritiſchen Punkt eines Dampfes (oder auch eines Gaſes). Die betreffende Temperatur, bei welcher dieſes Zuſammenfallen eintritt, nennt man die kritiſche Temperatur, den zugehörigen Druck den kritiſchen Druck des Dampfes oder Gaſes. Erhöht man die Temperatur noch weiter, ſo kann eine Verflüſſigung des Dampfes überhaupt nicht mehr ſtattfinden, der Dampf nähert ſich dann in ſeinen Eigenſchaften den Eigenſchaften eines Gaſes, und dieſe Annäherung wird immer vollkommener, die betreffende Kurve wird alſo einer gleichſeitigen Hyperbel um ſo ähnlicher, je höher die Temperatur geſteigert wird.

Abb. 21 zeigt z. B. den ungefähren Verlauf der Kurven für Kohlenſäure (CO_2). Die kritiſche Temperatur t_k liegt hier bei 32° C, der zugehörige (kritiſche) Druck beträgt $P_k = 75$ at. Das heißt alſo: Will man Kohlenſäure verflüſſigen, ſo muß man dabei unter allen Umſtänden eine Temperatur innehalten, welche unter 32° C liegt. Je niedriger man die Temperatur wählt, bei um ſo geringeren Drücken gelingt eine Verflüſſigung. Bei Temperaturen über 32° C iſt eine Verflüſſigung von CO_2 ſelbſt unter Anwendung der höchſten Drücke nicht mehr möglich.

Die folgende kleine Tabelle gibt für einige techniſch wichtige Gaſe die kritiſche Temperatur t_k in ° C und den kritiſchen Druck P_k in at. Man ſieht z. B. daraus, daß eine Verflüſſigung von Luft und Sauerſtoff, die heute in der Technik eine ſo wichtige Rolle ſpielt, überhaupt erſt möglich war, nachdem es gelungen war, künſtlich ſehr tiefe Temperaturen zu erzeugen. Nunmehr ergibt ſich auch endlich eine genaue Beſtimmung für den ſchon auf S. 1 angedeuteten Geltungsbereich der Formel 8 (S. 19) $P \cdot v = R \cdot T$. Hier erſt wird vollkommen verſtändlich ſein, was es heißt, wenn man ſagt: die allgemeine Zuſtandsgleichung $P \cdot v = R \cdot T$ gilt genau nur für diejenigen Gaſe und

	t_k	P_k
Waſſer	374	225
Kohlenſäure . .	32	75
Sauerſtoff . . .	− 118	60
Luft	− 140	39
Waſſerſtoff . . .	− 241	20

Dämpfe, welche genügend weit von ihrem Verflüssigungspunkte (z. B. b', Abb. 20) oder von ihrem kritischen Punkte K (Abb. 21) entfernt sind.

Viertes Kapitel.

Wärmebedarf bei der Dampferzeugung.

Verdampfungsversuch. Wir wollen noch einmal auf unsere letzte Versuchsanordnung zurückgreifen und sie uns in der Weise erweitert denken, daß es möglich ist, die dem Zylinderinhalte zugeführte Wärmemenge zu messen. Dies könnte z. B. in der Weise geschehen, daß man die Erwärmung vermittels Leuchtgas vornimmt und zugleich diejenige Menge Leuchtgas mißt, welche man zur Erhitzung verbraucht hat. Bestimmt man dann noch vermittels einer besonderen Vorrichtung (sogenannten Kalorimeter oder Heizwertmesser) den Heizwert des betreffenden Gases, das heißt diejenige Wärmemenge, welche 1 cbm Leuchtgas bei vollständiger Verbrennung liefert, so kann man daraus jene zur Erwärmung des Wassers verbrauchte Wärmemenge berechnen.

Wir beginnen nun unseren Versuch, indem wir dem in dem Zylinder eingeschlossenen 1 kg Wasser von 0° Wärme zuführen. Ein an geeigneter Stelle angebrachtes Thermometer zeigt uns den Erfolg unserer Wärmezuführung: Das Thermometer steigt, und zwar, wenn wir die Wärmezuführung genügend lange fortsetzen, zunächst so lange, bis das Quecksilber des Thermometers auf rund 100° C zeigt. Denken wir uns den auf dem Wasser ruhenden Kolben als gewichtlos, so tritt nun etwas Eigenartiges ein: Trotzdem wir immer noch weitere Wärme zuführen, bleibt das Thermometer auf 100° stehen. Dafür beginnt aber der Kolben in die Höhe zu steigen: der aus dem Wasser sich entwickelnde Dampf braucht Platz und schiebt den Kolben im Zylinder vor sich her, so lange, bis das ganze Wasser in Dampf von 100° verwandelt ist.

Ergebnis des Versuches. In diesem Augenblicke wollen wir unseren Versuch abbrechen und zusehen, was wir durch unsere Wärmezuführung erreicht haben. Mit dem ersten Teile der zugeführten Wärme haben wir das Wasser von 0° auf 100° gebracht, mit dem Rest der zugeführten Wärme haben wir das Wasser in Dampf verwandelt. Dieser (übrigens, wie wir sehen werden, recht bedeutende) Rest ist nun wieder zu einem Teile dazu verwendet worden, um lediglich den Zustand des Wassers zu verändern, das heißt das Wasser von der flüssigen Form in die Dampfform überzuführen, während mit dem nun noch übrig-

bleibenden Teile auch noch etwas anderes erreicht wurde: Bei unserem früheren Versuche 1, S. 53 hatten wir versucht, den Kolben herauszuziehen und hatten dabei gemerkt, daß dazu eine Kraft von ungefähr 100 kg nötig war. Hätten wir also damals den Kolben so hoch in die Höhe gezogen, daß er an derselben Stelle gestanden hätte, wie jetzt am Ende unseres Verdampfungsversuches, so hätten wir eine Arbeit leisten müssen, die sich bestimmt aus dem Produkte Kraft mal Weg, das heißt 100 kg mal Hubhöhe des Kolbens. Ganz dieselbe Arbeit hatte aber offenbar bei unserem letzten Versuche der Dampf ohne unser Zutun geleistet, und da wir von früher her wissen, daß Wärme und Arbeit gleichwertig sind, oder mit anderen Worten, daß einer geleisteten Arbeit immer eine ganz bestimmte Wärmemenge entspricht, so folgt daraus, daß ein Teil der zugeführten Wärme dazu verwendet worden ist, um diese Arbeit, die sogenannte Raumschaffungsarbeit zu leisten. Gerade dieser Teil der zugeführten Wärme läßt sich nun leicht berechnen. Denken wir uns, das Wasser (von 0°) stehe in unserem Zylinder 10 cm hoch, so enthält der Zylinder gerade 1000 ccm = 1 kg Wasser. Nun nimmt 1 kg trocken gesättigten Dampfes von 99,1° (entsprechend 1 at) einen Raum von 1,725 cbm = 1725 cbdcm ein. Der in dem Zylinder steckende Kolben von 1 qdcm Flächeninhalt müßte also um 1724 dcm = 172,4 m gehoben werden, um dem Dampf den für ihn nötigen Platz einzuräumen. Auf dem Kolben lastet aber, wie wir angenommen hatten, der Druck der Außenluft mit insgesamt 100 kg, und es beträgt somit die von dem Dampfe bei der Ausdehnung geleistete Arbeit $172{,}4 \cdot 100 = 17240$ mkg, und da nach dem ersten Hauptsatze der mechanischen Wärmetheorie (S. 24) immer 427 mkg einer WE entsprechen, so beträgt dieser Anteil der zugeführten Wärme

$$\frac{17\,240}{427} = 40{,}3 \text{ WE}.$$

Versuch mit belastetem Kolben. Die Anordnung sei dieselbe wie vorher, nur wollen wir uns den Kolben belastet denken mit einem Gewicht von 100 kg. Führen wir jetzt wieder Wärme zu, so wissen wir aus unserem früheren Versuche 4 (S. 54), daß der Kolben sich erst dann beginnen wird zu heben, wenn das Wasser eine Temperatur von 120°, der daraus gebildete Dampf also eine Spannung von 2 at abs hat. Nun erst beginnt wieder die Dampfbildung. Der Kolben wird herausgehoben, und wir brechen unseren Versuch wieder ab in dem Augenblicke, wo sämtliches Wasser in Dampf von 2 at verwandelt

ist. Auch hier liegen die Verhältnisse offenbar geradeso wie vorher. Durch den ersten Teil der zugeführten Wärme haben wir das 1 kg Wasser von 0° auf 120° erwärmt, dann haben wir das Wasser von 120° in Dampf von 120° verwandelt, und endlich haben wir vermittels eines dritten Teiles der zugeführten Wärme eine gewisse Arbeit geleistet, die sich berechnen läßt aus dem Produkte Kraft mal Weg, in unserem Falle 200 kg (Außenluftdruck, vermehrt um die aufgelegten 100 kg) mal Hubhöhe des Kolbens.

Bezeichnung der einzelnen Wärmemengen. Die eben angestellten Betrachtungen ergeben, daß die Wärmemengen, welche nötig waren, um aus 1 kg Flüssigkeit 1 kg gesättigten Dampf von bestimmter Temperatur und Spannung zu erzeugen, sich in drei Teile zerlegen läßt:

1. Flüssigkeitswärme, auch Wärmeinhalt der Flüssigkeit genannt. Man versteht darunter diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um „1 kg Flüssigkeit von 0°" — diese beiden Angaben sind besonders zu beachten! — auf eine Temperatur zu bringen, welche der des gesättigten Dampfes von der betreffenden Spannung entspricht. Die Flüssigkeitswärme wird gewöhnlich mit q bezeichnet.

2. Innere Verdampfungswärme ϱ. Es ist diejenige Wärmemenge, welche erforderlich ist, um das 1 kg der (vermöge der Flüssigkeitswärme) auf die Dampftemperatur gebrachten Flüssigkeit lediglich in Dampfform überzuführen, ohne Berücksichtigung der dazu zu leistenden äußeren Arbeit.

3. Äußere Verdampfungswärme. Bei der Verdampfung vergrößert sich das Volumen von 1 kg in erheblichem Maße. Der auf der Flüssigkeit lastende Druck muß dabei überwunden werden, und es muß hierzu mechanische Arbeit geleistet werden. Die dieser mechanischen Arbeit nach dem ersten Hauptsatze entsprechende Wärmemenge nennt man äußere Verdampfungswärme.

Hat ein Kolben, auf welchem der Flächeneinheitsdruck P lastet, auf seinem Wege ein Volumen v zurückgelegt, so ist, wie wir auf S. 19 gesehen hatten, die während dieses Weges vom Kolben geleistete äußere Arbeit $L = P \cdot v$ mkg. Das Volumen, welches der Kolben in dem Versuchszylinder Abb. 22 während der Dampfbildung zurücklegt, entspricht dem Unterschiede zwischen dem Volumen von 1 kg gesättigten Dampfes v_s bei der betreffenden Spannung und dem Volumen σ von 1 kg Flüssigkeit bei 0°, also dem Volumen $(v_s - \sigma)$. Damit wird aber $L = P\,(v_s - \sigma)$ mkg die während der Dampfbildung von 1 kg

Dampf geleistete mechanische Arbeit und die äußere Verdampfungswärme $= A \cdot P(v_s - \sigma)$ WE. (Vgl. S. 63.)

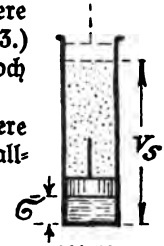


Abb. 22.

Für die kommenden Betrachtungen sind ferner noch folgende Bezeichnungen von Wichtigkeit:

4. **Verdampfungswärme.** Äußere und innere Verdampfungswärme faßt man häufig unter dem allgemeinen Namen Verdampfungswärme zusammen und bezeichnet sie mit r. Es ist dann also r diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um 1 kg der auf die Temperatur des Dampfes gebrachten Flüssigkeit zu verdampfen. In einer Formel ausgedrückt wäre also $r = \varrho + AP(v_s - \sigma)$.

5. **Gesamtwärme λ.** Die Summe der unter 1—3 aufgeführten Wärmemengen bezeichnet man gewöhnlich mit dem Namen Gesamtwärme und hat also die Beziehung Gesamtwärme = Flüssigkeitswärme + Innere Verdampfungswärme + Äußere Verdampfungswärme, oder kürzer: Gesamtwärme = Flüssigkeitswärme + Verdampfungswärme.

In einer Formel ausgedrückt wäre

$$\lambda = q + \varrho + AP(v_s - \sigma) \quad \text{oder auch} \quad \lambda = q + r.$$

Unter Gesamtwärme versteht man also diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um 1 kg Flüssigkeit von 0^0 in gesättigten Dampf von der Spannung P kg/qm überzuführen.

6. **Latente Wärme.** Die Zuführung von Wärme während der Verdampfung läßt sich, wie wir gesehen hatten, mit dem Thermometer nicht nachweisen, sie ist also gewissermaßen verborgen (latent), man nennt sie daher bisweilen auch die latente Wärme des Dampfes. Daß sie nicht verschwunden, sondern mit Ausnahme der äußeren Verdampfungswärme in dem Dampf wirklich noch enthalten ist, ersieht man am besten daraus, daß der Dampf diese verborgene (latente) Wärme wieder abgibt, wenn er durch Abkühlung gezwungen wird, sich wieder zu Wasser zu verdichten, oder wie man sagt zu kondensieren. Er gibt dann diejenige Wärmemenge, welche vorher zu seiner Verdampfung gebraucht wurde, an das Abkühlungsmittel (z. B. Wasser oder Luft) wieder ab, indem er es erwärmt, eine Eigenschaft, von der z. B. in unseren Dampfheizungen für Zimmer usw. der ausgiebigste Gebrauch gemacht wird.

7. **Dampfwärme oder Energie des Dampfes u.** Die Wärme,

welche zur Leistung der Raumschaffungsarbeit verwendet wurde, ist in dem Dampfe selber nicht mehr nachweisbar. Nachweisbar ist vielmehr nur noch die Flüssigkeitswärme und die innere Verdampfungswärme, welche man zusammen als Dampfwärme oder Energie des Dampfes bezeichnet. In einer Formel ausgedrückt würde diese Beziehung lauten $u = q + \varrho$, und damit erhalten wir von den bisher besprochenen Wärmemengen folgendes Übersichtsbild:

$$\overbrace{\underbrace{q}_{u} + \underbrace{\varrho + AP(v_s - \sigma)}_{r}}^{\lambda}$$

8. Wärmeinhalt des Dampfes oder genauer Wärmeinhalt bei gleichbleibendem Druck, i. Für spätere Betrachtungen ist noch eine weitere Beziehung von Wichtigkeit, die sich aus folgender Überlegung ergibt. Die tatsächliche Erzeugung z. B. von Wasserdampf unterscheidet sich von der Herstellungsweise in unserem Versuchszylinder dadurch, daß als Ersatz für den verbrauchten Dampf stets neues Wasser in den Dampfkessel hineingedrückt werden muß. Während dieses ganzen Hineindrückens ist nun aber der volle im Dampfkessel herrschende Dampfdruck zu überwinden, und die dabei zu leistende Arbeit ist nach den auf S. 19 angestellten Betrachtungen $L = P \cdot \sigma$ mkg, wobei P der gleichbleibende Druck im Kessel und σ das Volumen von 1 kg Flüssigkeit (= 0,001 cbm) ist. Um diese Arbeit oder um die dieser Arbeit entsprechende Wärmemenge $A \cdot P \cdot \sigma$ ist also die in Wirklichkeit zur Verdampfung aufzuwendende Wärmemenge i größer als jene oben betrachtete „Gesamtwärme" λ. Das heißt, es ist $i = \lambda + A \cdot P \cdot \sigma$ oder mit Berücksichtigung des Wertes von λ:

$$i = q + r + A \cdot P \cdot \sigma.$$

Der erwähnte Betrag $A \cdot P \cdot \sigma$ ist aber selbst für hohe Spannungen ungemein klein. Er beträgt z. B. bei 12 at abs, also bei $P = 120000$ kg/qm:

$$AP\sigma = \frac{1}{427}\, 120000 \cdot 0{,}001 = 0{,}28 \text{ WE}.$$

Diese geringe Wärmemenge kommt aber gegenüber der Gesamtwärme für 12 at ($\lambda = 668$ WE) für die allermeisten Rechnungen gar nicht in Betracht, so daß also für alle praktischen Rechnungen ohne weiteres $\lambda = i$ gesetzt werden kann.

Fünftes Kapitel.

Die Tabelle für gesättigte Wasserdämpfe.

Die in dem vorigen Kapitel erwähnten, sich stets nur auf 1 kg Flüssigkeit von 0° oder auf 1 kg Dampf beziehenden Wärmemengen sind für die verschiedenen Spannungen von Wasserdampf durch zahlreiche Versuche mehrerer Forscher in Form einer Tabelle berechnet worden und geben gleichzeitig durch die jeweilig verzeichneten Temperaturen den früher erwähnten Zusammenhang zwischen Spannung und Temperatur des gesättigten Wasserdampfes bei verschiedenen Spannungen.

Ergebnisse der Tabelle. Gehen wir nun etwas näher auf die so trocken erscheinenden Zahlen jener unten in gekürzter Form mitgeteilten Tabelle ein, so finden wir eine Reihe sehr fesselnder Ergebnisse.

Betrachten wir zunächst Spalte 2, welche uns die Temperaturen bei den verschiedenen Dampfspannungen angibt, so bemerken wir, daß je höher wir mit den verschiedenen Dampfspannungen hinaufgehen, um so langsamer die Temperatur wächst. Das ist offenbar ein Vorteil, dessen große Bedeutung man leicht erkennen kann, wenn man berechnet, auf welche Temperatur man beispielsweise Luft erhitzen müßte, um ähnliche Spannungen zu erlangen. Da Luft ein Gas ist, so befolgt sie das Gay-Lussacsche Gesetz, das heißt es verhalten sich bei gleichbleibendem Volumen die Spannungen wie die absoluten Temperaturen (vgl. S. 20). Schließen wir also in unserem früher erwähnten Versuchszylinder Luft von 0° und Außenluftspannung an Stelle des Wassers ein und wollten wir diese Luft durch Wärmezuführung auf eine Spannung von nur 4 at bringen, so ergibt sich die zugehörige absolute Temperatur, wenn wir die Spannung mit p_1 und p_4, die zugehörigen absoluten Temperaturen mit T_1 und T_4 bezeichnen, aus der einfachen Beziehung $T_4 : T_1 = p_4 : p_1$, $T_4 = T_1 \cdot \frac{p_4}{p_1} = 273 \cdot \frac{4}{1} = 1092$.

Wir müßten also die Luft auf 1092 — 273 = 819° C erhitzen, während gesättigter Wasserdampf von 4 at absoluter Spannung nach der Tabelle erst eine Temperatur von rund 143° hat. Wir könnten mithin für eine derartige mit Luft betriebene Maschine eiserne Zylinder ohne weiteres nicht anwenden, da Eisen bei solchen Temperaturen bereits zu glühen beginnt.

Erwähnt mag bei dieser Gelegenheit werden, daß die Wärmemenge,

Tabelle für gesättigte Wasserdämpfe
(nach Taschenbuch der Hütte).

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Druck in kg für den qcm (absolut)	Temperatur in Grad Celsius	1 cbm Dampf wiegt kg	Flüssigkeitswärme in WE	Verdampfungswärme innere in WE	Verdampfungswärme äußere in WE	Gesamtwärme
0,1	45,6	0,067	45,7	535,4	34,94	618,04
0,125	49,7	0,083	49,8	532,7	35,36	617,86
0,15	53,7	0,098	53,8	530,1	35,79	619,69
0,2	59,8	0,128	59,9	526,1	36,42	622,42
0,5	80,9	0,304	81,2	512,0	38,56	631,76
1	99,1	0,580	99,6	499,4	40,30	639,30
2	119,6	1,110	120,4	484,7	42,14	647,24
3	132,8	1,622	133,9	474,9	43,23	652,03
4	142,8	2,124	144,2	467,2	44,01	655,41
5	151,0	2,617	152,6	460,8	44,61	658,01
6	157,9	3,106	159,8	455,3	45,10	660,20
7	164,0	3,589	166,1	450,4	45,51	662,01
8	169,5	4,068	171,7	446,0	45,86	663,56
9	174,4	4,544	176,8	441,9	46,17	664,87
10	178,9	5,018	181,5	438,2	46,43	666,13
11	183,1	5,489	185,8	434,6	46,67	667,07
12	186,9	5,960	189,9	431,3	46,88	668,08
13	190,6	6,425	193,7	428,2	47,08	668,98
14	194,0	6,889	197,3	425,2	47,26	669,76
15	197,2	7,352	200,7	422,4	47,43	670,53
16	200,3	7,814	203,9	419,7	47,58	671,18
18	206,1	8,734	210,0	414,6	47,85	672,45
20	211,3	9,648	215,5	409,8	48,08	673,38

welche nötig ist, um z. B. 1 kg Luft von einer gewissen Spannung zu erzeugen, ganz wesentlich geringer ist als beim Wasserdampf. Das ist der Grund, warum man früher so oft versucht hat, mit Luft betriebene Wärmekraftmaschinen, sogenannte Heißluftmaschinen zu bauen.

Betrachten wir ferner Spalte 3 unserer Tabelle, so finden wir hier zahlenmäßig etwas ausgedrückt, was wir bei unseren früher angestellten Versuchen 3 und 4 (S. 54) schon hatten beobachten können. Wir hatten dort bei Versuch 4 den Kolben in seiner Lage festgehalten und die Temperatur des Zylinderinnern von 100° auf 120° erhöht. Wir hatten dabei gefunden, daß der Wasserspiegel infolgedessen gesunken war. Es mußte also gewissermaßen die fehlende Wassermenge in

den Dampfraum übergeführt sein, der neue Dampf von 120° mußte also, da er aus einer größeren Wassermenge entstanden war, schwerer sein als der Dampf von 100°. Spalte 3 unserer Tabelle zeigt uns nun, daß dieses Ansteigen des spezifischen Gewichtes bei den niederen Spannungen fast proportional mit der Zunahme der Spannung geschieht, daß also z. B. 1 cbm Dampf von 2, 3, 4 at absoluter Spannung ungefähr 2, 3, 4 mal so schwer ist als 1 cbm Dampf von 1 at, ein Ergebnis, welches sich leicht im Kopfe behalten läßt. Bei höheren Spannungen wird diese Zunahme allerdings, wie aus der Tabelle zu ersehen ist, immer geringer. Für im Kopf auszuführende Überschlagsrechnungen beachte man, daß das spezifische Gewicht etwa halb so groß ist als die Spannung in at abs.

Noch eigentümlicher als die vorhergehenden Betrachtungen sind die Ergebnisse der Spalten 4, 5, 6, 7. Wir wollen uns die Ergebnisse dieser Zahlenreihen dadurch veranschaulichen, daß wir uns eines zeichnerischen Verfahrens bedienen. In einem Netze rechtwinkliger Geraden (sogenanntem Koordinatennetze) tragen wir uns (Abb. 23, a. f. S.) in wagerechter Richtung die verschiedenen Dampfspannungen auf, in lotrechter Richtung dagegen diejenigen Wärmemengen (und deren S. 64 erwähnten Teile), welche zur Erzeugung von je 1 kg Dampf der betreffenden Spannung erforderlich sind. Außerdem ist in die Abbildung noch eingetragen: 1) die Kurve, welche die Temperatur bei den verschiedenen Dampfspannungen angibt, also die zeichnerische Darstellung der Spalte 2 unserer Tabelle; 2) eine (gestrichelte) Kurve, welche angibt, welchen Raum 1 kg Dampf bei den verschiedenen Spannungen einnimmt. Man erhält diese Kurve, indem man die Werte aus Spalte 3 unserer Tabelle als Nenner eines Bruches setzt, dessen Zähler 1 ist, oder wie man sagt, die Kurve stellt die reziproken Werte der Spalte 3 dar.

Der Maßstab für die Temperaturkurve befindet sich an der rechten Kante der Abbildung, der Maßstab für die gestrichelte Kurve an der linken Kante.

Form der Wärmekurven. Aus der Form der verschiedenen Kurven erkennt man nun leicht folgendes:

1. Die Flüssigkeitswärme nimmt mit der Zunahme der Spannung verhältnismäßig rasch zu: Je höher die Spannung wird, um so mehr Wärme muß aufgewendet werden, um 1 kg Wasser von 0° in Wasser von der der betreffenden Dampfspannung zugehörigen Temperatur zu verwandeln.

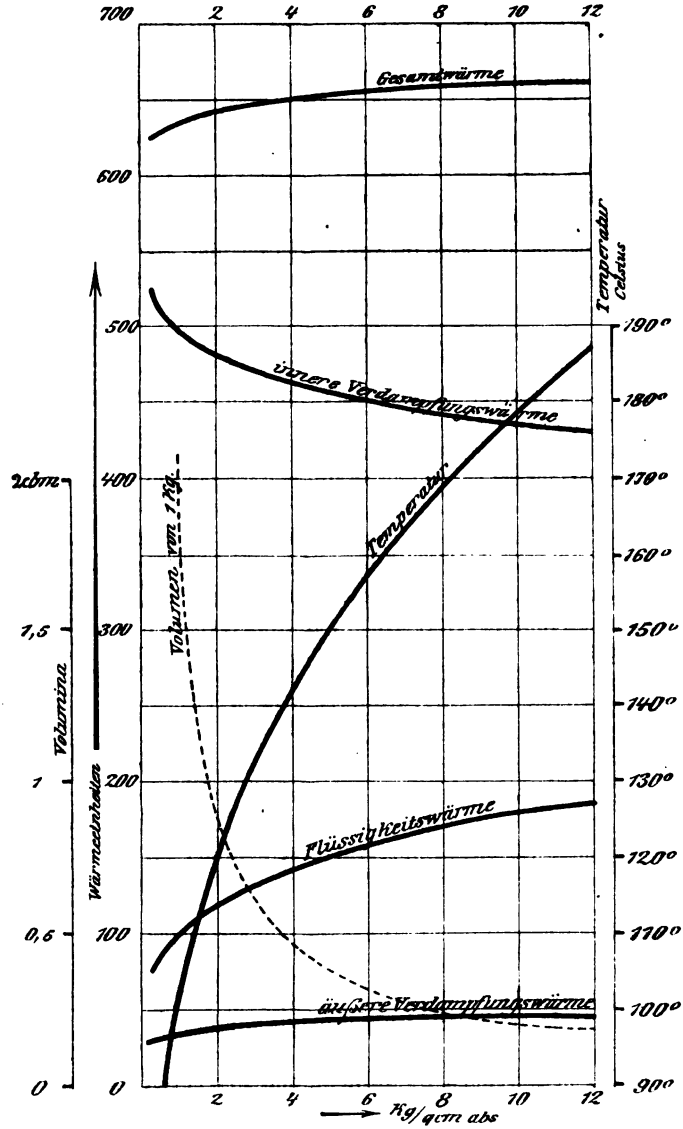

Gesamtwärme
äußere Verdampfungswärme
Temperatur
Flüssigkeitswärme
äußere Verdampfungswärme
Volumen von 1 Kg
Volumina
Wärmeinhalten
Temperatur Celsius
cbm
1,5
1
0,6
0
700
600
500
400
300
200
100
0
2
4
6
8
10
12
190°
180°
170°
160°
150°
140°
130°
120°
110°
100°
90°
Kg/qcm abs

Abb. 23.

2. Die Raumschaffungsarbeit und ebenso die (dieser Arbeit entsprechende) äußere Verdampfungswärme ist für alle Dampfspannungen nahezu gleich.

3. Die innere Verdampfungswärme nimmt mit Zunahme der Dampfspannung ab, und zwar sehr stark ab. Je höher gespannten Dampf ich also in einem Kessel erzeuge, um so geringer ist die Wärmemenge, welche dafür aufgewendet werden muß, um das zunächst auf die Dampftemperatur gebrachte Wasser in den dampfförmigen Zustand überzuführen.

4. Die Gesamtwärme, welche nötig ist, um 1 kg Wasser von 0^0 in gesättigten Dampf von irgendeiner Spannung oder Temperatur überzuführen, nimmt mit Zunahme der Spannung nur außerordentlich wenig zu. Um beispielsweise aus 1 kg Wasser von 0^0 1 kg Dampf von 3 at abs zu erzeugen, braucht man nach unserer Tabelle S. 68 insgesamt 652 WE. Um Dampf von 10 at abs daraus zu erzeugen, braucht man rund 666 WE, also nur 14 WE, das heißt 2 % mehr.

Gerade dieses letzte Ergebnis ist für die Verwendung des Dampfes in Dampfmaschinen von außerordentlicher Wichtigkeit. Da wir ungefähr dieselbe Wärmemenge nötig haben, um eine bestimmte Anzahl Kilogramm Dampf von niedriger oder von hoher Spannung zu erzeugen, so wird man in der Regel den Dampf von hoher Spannung bevorzugen. Die Maschine nimmt dann bei gleicher Leistung viel weniger Raum ein, sie wird billiger, der Betrieb wird wirtschaftlich vorteilhafter.

Näheres darüber siehe des Verfassers Dampfmaschine I AMuG. Bd. 393.

Sechstes Kapitel.

Feuchter Dampf.

Das *kg*-Volumen *v'* von feuchtem Dampf. Gesättigter Dampf in der Form, wie er in den vorhergehenden Kapiteln besprochen wurde, kommt in Wirklichkeit kaum vor. Dampfbildung ist stets mit einem Aufwallen der Flüssigkeit verbunden, wodurch Flüssigkeitsteilchen in den Dampf hinausgeschleudert werden. Anderseits findet schon bei der geringsten Abkühlung ein Ausscheiden von Wasser statt, welches sich als feiner Nebel durch die ganze Dampfmenge hindurch ausbreitet. Die Folge davon ist, daß der Dampf meist, wie man sagt, naß oder feucht ist. Der Grad der Feuchtigkeit wird derart bestimmt, daß man angibt,

wieviel Gewichtsteile trockenen Dampfes in 1 kg feuchten Dampfes enthalten sind. Die Zusammensetzung wird also, was wohl zu beachten ist, in Gewichtsteilen, nicht etwa in Raumteilen angegeben. Gewöhnlich geschieht die Angabe so, daß man sagt, 1 kg feuchten Dampfes enthalte x kg trockenen Dampfes. Die Zahl x nennt man gewöhnlich spezifische Dampfmenge, deutlicher ist vielleicht „Trockendampfgewicht". Mit 100 multipliziert gibt sie an, wieviel Gewichtsprozente (nicht etwa Raumprozente!) trockenen Dampfes in dem feuchten Dampfe enthalten sind.

Sagt man also z. B., ein Dampf von 10 at habe in einem bestimmten Falle nur 75 % Dampfgehalt, oder das Trockendampfgewicht dieses Dampfes sei 0,75 (was, nebenbei bemerkt, schon einen sehr hohen Feuchtigkeitsgrad darstellt, wie er praktisch nur selten vorkommen wird), so heißt das nicht etwa, in 1 cbm = 1000 lit dieses Dampfes befinden sich 750 lit trockener Dampf und folglich 250 lit Wasser, sondern: in 1 kg (= ~ 0,2 cbm) feuchten Dampfes befinden sich 0,75 kg (= 0,15 cbm) trockener Dampf und 0,25 kg (= 0,00025 cbm) Wasser, d. h. aber: auf (5 × 0,15 cbm =) 750 lit trockenen Dampf kommen (5 × 0,00025 =) 1,25 lit Wasser.

Man sieht, das Wasservolumen ist selbst bei sehr feuchtem Dampfe verhältnismäßig so gering, daß es gegenüber dem Dampfvolumen einfach vernachlässigt werden kann, und damit ergibt sich: Ist v das Volumen von 1 kg trockenen Dampfes bei einer gewissen Dampfspannung und x das Trockendampfgewicht, so ist v' das Volumen von 1 kg feuchten Dampfes $v' = x \cdot v$ cbm/kg. In unserem Beispiele waren $v = 0{,}2$ cbm/kg, $x = 0{,}75$, folglich $v' = 0{,}75 \cdot 0{,}2 = 0{,}15$ cbm/kg, wie oben angegeben.

Das spezifische Gewicht γ' von feuchtem Dampf folgt sehr einfach aus der bekannten Beziehung (S. 3), daß $v = \frac{1}{\gamma}$, wenn γ das Gewicht von 1 cbm darstellt. Damit wird aber $\frac{1}{\gamma'} = x \cdot \frac{1}{\gamma}$ oder $\gamma' = \frac{\gamma}{x}$.

Beispiel. Wieviel wiegt 1 cbm gesättigter Wasserdampf von 10 at abs bei 75 % Dampfgehalt?

Nach der Dampftabelle wiegt 1 cbm trocken gesättigter Dampf bei 10 at abs $\gamma = 5{,}018$ kg. Folglich wiegt 1 cbm dieses Dampfes bei 75 % Dampfgehalt $\gamma' = \frac{5{,}018}{0{,}75} = \sim 6{,}7$ kg/cbm.

Gesamtwärme des feuchten Dampfes. Enthält 1 kg feuchten Damp-

fes nur x kg trocken gesättigten Dampf, so ist zu beachten, daß zwar die Flüssigkeitswärme in vollem Umfange auf das 1 kg Dampf übertragen wurde, in Dampfform übergeführt wurden jedoch nur x kg Dampf, so daß also natürlich auch nur dieser Bruchteil x der Verdampfungswärme zur Verwendung kam. Es ist daher die Gesamtwärme bei feuchtem Dampf $\lambda' = q + xr$. Für das oben berechnete Beispiel wäre nach der Tabelle $q = 181{,}5$ WE, $r = 438{,}2 + 46{,}43 = 484{,}63$ WE und daher $\lambda' = 181{,}5 + 0{,}75 \cdot 484{,}63 = 544{,}5$ WE gegenüber $\lambda = 666{,}13$ WE bei trockengesättigtem Dampf von derselben Spannung.

Siebentes Kapitel.

Überhitzter Dampf.

Allgemeine Zustandsgleichung. Die allgemeinen Eigenschaften des überhitzten Dampfes wurden bereits oben besprochen. Es wurde gezeigt, daß überhitzte Dämpfe mit Annäherung das Gesetz von Mariotte-Gay-Lussac $P \cdot v = R \cdot T$ befolgen, und zwar mit um so größerer Annäherung, je höher die Überhitzung steigt, je weiter also die Dämpfe von ihrem Sättigungspunkte oder von ihrem kritischen Punkte entfernt sind.

Etwas genauer stellt den Zusammenhang zwischen P, v, T bei überhitztem Wasserdampf z. B. die von R. Linde angegebene Gleichung dar: $P \cdot v = R \cdot T - 0{,}016 \cdot P$, wobei $R = 47{,}1$ zu setzen ist.

Beispiel: Wieviel wiegt 1 cbm überhitzter Dampf von 10 at bei 300° C? Das Gewicht von 1 cbm ist das spezifische Gewicht γ und nach S. 3 ist $\gamma = \frac{1}{v}$. Es ergibt sich also zunächst

$$v = \frac{RT}{P} - 0{,}016 = \frac{47{,}1 \cdot 573}{10 \cdot 10000} - 0{,}016 = 0{,}254$$

und daraus das gesuchte $\gamma = \frac{1}{0{,}254} = 3{,}94$ kg/cbm. Nach der Formel $P \cdot v = R \cdot T$ ergäbe sich (mit $R = 47{,}1$) $\gamma = 3{,}7$ kg/cbm.

Die Überhitzung von Wasserdampf in Dampfkesselanlagen geht nun immer so vor sich, daß von der höchsten Stelle des Dampfkesselinneren eine Rohrleitung abgezweigt wird, welche noch einmal von heißen Feuergasen umspült wird. In dieser Rohrleitung wird der vom Kessel nach der Gebrauchsstelle strömende Dampf überhitzt, wobei zu beachten ist, daß diese Überhitzung (im Gegensatz zu unserem Versuch 7, S. 57) bei gleichbleibender Spannung, nämlich bei der im Kessel herr-

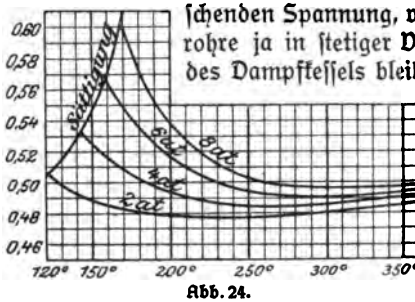


Abb. 24.

schenden Spannung, vor sich geht, da die Überhitzerrohre ja in stetiger Verbindung mit dem Inneren des Dampfkessels bleiben.

Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes bei gleichbleibender Spannung hat die Eigentümlichkeit, daß sie sowohl von der Überhitzungstemperatur, als auch von der Spannung abhängt, bei welcher die Überhitzung vor sich geht. Diese Abhängigkeit von Spannung und Temperatur ersieht man am besten aus beifolgendem Schaubild (Abb. 24), welches die Ergebnisse umfangreicher Versuche darstellt, die von Knoblauch und Jakob angestellt wurden. Auf einer Wagerechten, der Abszissenachse, sind die verschiedenen Temperaturen aufgetragen, auf einer Senkrechten, der Ordinatenachse, die Größe von c_p. Die Kurven beginnen links bei der Sättigungstemperatur des Dampfes von der betreffenden Spannung. Man ersieht aus den Kurven, daß bei sämtlichen Spannungen das c_p mit zunehmender Überhitzung zunächst sehr stark abnimmt, nachher aber wieder zunimmt. Man sieht ferner, daß bei gleicher Temperatur des überhitzten Dampfes das c_p um so größer ist, je höher die Spannung des überhitzten Dampfes bei dieser Temperatur ist. Bei einer Temperatur des überhitzten Dampfes von 170° C ergeben sich z. B. aus dem Schaubilde in runden Zahlen für c_p die Werte 0,48; 0,51; 0,55 und 0,6, je nachdem die Spannung, bei welcher die Überhitzung vorgenommen wurde, 2, 4, 6, oder 8 at abs betrug.

Um nun die Wärme zu berechnen, welche nötig ist, um 1 kg Dampf bei gleichbleibender Spannung von der Sättigungstemperatur bis auf eine gewünschte Temperatur zu überhitzen, nimmt man c_{pm}, d. h. ein mittleres c_p aus der beifolgenden Tabelle, die aus jenen Kurven berechnet ist. Die in der Tabelle enthaltenen Zahlen geben für die in der obersten wagerechten Reihe angegebene Spannung (mit der darunter stehenden Sättigungstemperatur) ein mittleres c_p, wenn die Überhitzung bis zu der links angegebenen Temperatur fortgeschritten ist.

Geschieht z. B. die Überhitzung bei 8 at abs, entsprechend einer Temperatur des gesättigten Dampfes von 169° C, so ist die mittlere spezi-

at abs. t_s = Sätt.-Temp.	2 120°	4 143°	6 158°	8 169°	10 179°
t = 150°	0,496	0,528	—	—	—
200°	0,488	0,509	0,537	0,565	0,590
250°	0,484	0,499	0,519	0,535	0,548
300°	0,482	0,495	0,510	0,521	0,530
350°	0,483	0,494	0,505	0,514	0,519

fische Wärme des Dampfes $c_{pm} = 0{,}565$, wenn die Überhitzung allmählich bis 200° C gesteigert wird. Dagegen ist $c_{pm} = 5{,}14$, wenn sie bis 350° gesteigert wird. Bei 10 at wären die entsprechenden Zahlenwerte 0,59 und 0,519 usw.

1. Beispiel. Wieviel Wärme braucht man, um $G = 50$ kg trocken gesättigten Wasserdampfes von 8 at abs auf $t = 200°$ C zu überhitzen?

Um 1 kg Dampf bei gleichbleibender Spannung um 1° zu erwärmen (in diesem Falle zu überhitzen), braucht man c_p WE. Da gesättigter Dampf von 8 at abs schon eine Temperatur von $t_s = 169°$ C hat, braucht man zur Überhitzung von 1 kg Dampf von t_s auf $t°$

$$Q' = c_{pm}\,(t - t_s)\ \text{WE}.$$

Nach der Tabelle ist bei 8 at zwischen der Sättigungstemperatur und 200° $c_{pm} = 0{,}565$, folglich ist $Q' = 0{,}565\,(200 - 169) = 17{,}5$ WE/kg und für $G = 50$ kg $Q' = 50 \cdot 17{,}5 = 875$ WE.

2. Beispiel. Wieviel Wärme braucht man, um 1 kg überhitzten Dampf von 8 at abs und 200° C noch um weitere 20° C, also auf 220° C, zu überhitzen?

Um hier das mittlere c_p zu finden, geht man auf das Schaubild (Abb. 24) zurück und findet daraus bei 200°: $c_p = 0{,}54$ und bei 220° etwa $c_p = 0{,}518$. Der mittlere Wert für c_p zwischen 200° und 220° dürfte dann also etwa $c_{pm} = \frac{0{,}54 + 0{,}518}{2}$ betragen. Damit wird aber

$$Q' = 0{,}529\,(220 - 200) = 10{,}58\ \text{WE/kg}.$$

Gesamtwärme. Kennt man die spezifische Wärme des überhitzten Dampfes, so ergibt sich auch leicht die Größe der Gesamtwärme des überhitzten Dampfes. Darunter ist hier zu verstehen diejenige Wärmemenge, welche nötig ist, um 1 kg Flüssigkeit von 0° in überhitzten Dampf von der Spannung P und der Temperatur $t°$ überzuführen. Zunächst muß natürlich dieselbe Gesamtwärme zugeführt werden, die der Spannung P bei gesättigtem Dampfe entspricht, und dazu kommt

dann die oben berechnete Überhitzungswärme Q' für 1 kg. Damit wird aber $\lambda'' = q + \varrho + AP(v_s - \sigma) + c_{pm}(t - t_s)$.

Beiſpiel: In einem Dampfkeſſel wird überhitzter Dampf von 7 at Ue und 200°C erzeugt. Wie groß iſt die Geſamtwärme dieſes Dampfes?

Nach der Dampftabelle iſt für trockengeſättigten Dampf von 8 at abs die Geſamtwärme $\lambda = 663{,}56$ WE. Die zur Überhitzung von 1 kg geſättigten Dampfes von 8 at abs auf 200° nötige Wärme Q' wurde ſoeben in Beiſpiel 1 berechnet zu $Q' = 17{,}5$ WE, folglich wird

$$\lambda'' = 663{,}56 + 17{,}5 = 681{,}06 \text{ WE/kg}.$$

Für 300° Überhitzung ergäbe ſich z. B.

$$Q' = 0{,}521\,(300 - 169) = 68{,}4 \text{ WE}$$

und damit die Geſamtwärme des überhitzten Dampfes von 8 at und 300°

$$\lambda'' = 663{,}56 + 68{,}4 = 731{,}96 \text{ WE/kg}.$$

Der Wärmeinhalt bei gleichbleibendem Druck unterſcheidet ſich von dem bei geſättigtem Dampfe angegebenen Werte i (S. 66) natürlich ebenfalls nur durch die eben berechnete zuſätzliche Überhitzungswärme, ſo daß alſo $i'' = i + c_{pm}(t - t_s)$ oder, da nach unſeren Betrachtungen von S. 66 für alle praktiſchen Rechnungen genügend genau $i = \lambda$, ſo iſt $i'' = \lambda + c_{pm}(t - t_s)$, das heißt genügend genau $i'' = \lambda''$.

Fünfter Abſchnitt.

Entropie.

Erſtes Kapitel.

Umkehrbare Zuſtandsänderungen.

Das Weſen der Umkehrbarkeit. Wir denken uns 1 kg Gas eingeſchloſſen in einem Zylinder, in welchem ſich vollſtändig reibungslos ein Kolben bewegen ſoll. Läßt man ein in einem ſolchen Zylinder befindliches hochgeſpanntes Gas ſich Arbeit verrichtend vom Zuſtande a bis zum Zuſtande b ausdehnen, ſo geſchieht das zwar unter Gewinn eines beſtimmten Betrages an mechaniſcher Arbeit, man hat aber außerdem zur Durchführung jener Zuſtandsänderung in der Regel auch noch einen gewiſſen Betrag an Wärme zu- oder abzuführen, je nach der Art der Zuſtandsänderung. Drückt man nun den Kolben von b nach a wieder in den Zylinder hinein unter Aufwendung derſelben Arbeit und entſprechender Benützung derſelben Wärmemenge, und be-

sitzt dabei dann das Gas auch bei den einzelnen Zwischenkolbenstellungen wieder genau dieselbe Spannung und Temperatur, wie bei den gleichen Kolbenstellungen während der entgegengesetzten Kolbenbewegung, so nennt man dies eine umkehrbare Zustandsänderung.

Eine solche ideale umkehrbare Zustandsänderung kann nun aber tatsächlich immer nur gedacht, niemals aber praktisch ausgeführt werden. Sie setzt nämlich außer dem Fehlen jeder Reibung und jeder Wärmeaus- und -einstrahlung eine ununterbrochene Aufeinanderfolge von Gleichgewichtszuständen voraus, z. B. zwischen Gasdruck und Kolbenbelastung. Es müßte also z. B. der innen von dem Gas auf den Kolben ausgeübte Druck in jedem Augenblicke gleich dem Drucke sein, der von außen auf den Kolben wirkt. Auch bei der Aufnahme und Abgabe von Wärme müßte zwischen Gas einerseits und Wärme aufnehmendem oder abgebendem Körper anderseits Gleichgewicht herrschen. Das ist aber strenggenommen nur dann möglich, wenn die Übergänge der einzelnen Zustände des Gases ineinander unendlich langsam vor sich gehen, denn ein rascher Übergang von einem Zustand in den anderen ist eben nur bei einer Störung des Gleichgewichts denkbar, z. B. durch einen Überdruck des Gases über den auf dem Kolben lastenden Druck oder durch einen Temperaturunterschied zwischen Gas einerseits und Wärme aufnehmendem oder abgebendem Körper anderseits, und eine solche Gleichgewichtsstörung soll ja gerade vermieden werden, weil sonst der Zustand des Gases bei ein und derselben Kolbenstellung während des Rechtsganges und Linksganges des Kolbens unmöglich derselbe sein könnte.

Eigenschaften der umkehrbaren Zustandsänderung. Denkt man sich eine solche irgendwie gestaltete ideale umkehrbare Zustandsänderung als Ausdehnung, so wird bei dieser Zustandsänderung (wie wir schon bei Abb. 5 auf S. 12 gesehen hatten) während des unendlich kleinen Weges die Arbeit $P \cdot dv$ mkg geleistet. Es ist klar, daß unter sonst gleichen Verhältnissen, d. h. bei gleicher zu- oder abgeführter Wärmemenge, die gewonnene Arbeit niemals größer sein kann, als bei dieser umkehrbaren Zustandsänderung. In Wirklichkeit wird sie immer kleiner sein, denn es muß ja z. B. für Überwindung der Reibung Arbeit geleistet werden, ferner treten Wärmeverluste durch Leitung und Strahlung ein, es entstehen Massenwirkungen, Verluste durch Wirbelbildung u. dgl., die alle zur Folge haben, daß die Zustandsänderung nicht mehr umkehrbar ist und die neben der nutzbar

gewonnenen Arbeit einen nicht ausnützbaren Wärmeverbrauch ergeben.

Wir stellen also fest: Ist bei einer Zustandsänderung Arbeit zu gewinnen, so erhält man den Höchstwert an gewonnener Arbeit durch eine umkehrbare Zustandsänderung. Umgekehrt: Drückt man den Kolben bei der Spannung P um die unendlich kleine Strecke dv in den Zylinder hinein, so muß dazu neben zu- oder abzuführender Wärme eine gewisse Arbeit, nämlich $P \cdot dv$, aufgewendet werden. Es ist ohne weiteres einzusehen: diese aufgewendete Arbeit wird am geringsten sein (nämlich $= P \cdot dv$) bei einer idealen umkehrbaren Zustandsänderung. Denn ist sie nicht umkehrbar, sondern treten neben der aufzuwendenden Arbeit $P \cdot dv$ auch noch Strahlungsverluste, Reibungsverluste, Wirbelungen, Massenwirkungen u. dgl. auf, dann ist nicht nur die Arbeit $P \cdot dv$ aufzuwenden, sondern außerdem auch noch Arbeit oder Wärme zur Überwindung der Reibung usw., Vorgänge, die sämtlich nicht mehr umkehrbar sind.

Wir stellen also fest: Eine umkehrbare Zustandsänderung gibt 1. bei Ausdehnung einen Höchstwert an gewonnener Arbeit, 2. bei Verdichtung einen Mindestwert an aufzuwendender Arbeit.

Zweites Kapitel.

Wärmeenergie und ihre Umwandlung in Arbeit.

Größe der einem Körper innewohnenden Energiemenge. Die Frage, wieviel Energie ein Körper abgeben kann, läßt sich nur dann beantworten, wenn zwei Zustände des Körpers gegeben sind: nämlich erstens der Ausgangszustand, d. h. der Zustand, den der Körper in dem betrachteten Augenblicke besitzt, und zweitens ein Endzustand oder, wie man ihn wohl auch nennen kann, ein Bezugspunkt. Ändert man diesen in gewissen Grenzen willkürlich zu wählenden Endzustand oder Bezugspunkt, so ändert sich damit auch sofort die von dem Körper abzugebende Energie.

1. Beispiel. Ein Fluß, der in der sek 5 cbm Wasser führt, winde sich in gebirgigem Gelände nacheinander an den drei Orten A, B und C vorbei. Durch Herstellen eines den Lauf abkürzenden Kanales von A nach dem flußabwärts zunächst gelegenen Orte B wird ein Gefälle von 3 m gewonnen. Da 1 cbm Wasser 1000 kg wiegt, ergibt dies eine theoretische Wasserkraft von $N = \frac{5000 \cdot 3}{75} = 200$ PS.

Nach einiger Zeit stellt sich das Bedürfnis nach einer stärkeren Wasserkraft heraus, und es gelingt, durch einen Kanal von *A* nach dem noch weiter flußabwärts gelegenen Orte *C* ein Gefälle von 6 m und damit eine Leistung von $N = 400$ PS zu erzielen. Trotzdem sich an dem Wasserlaufe im Punkte *A* nichts geändert hat, der „Energie-Inhalt" dort also derselbe geblieben ist, wurde das eine Mal eine Leistung von 200, das andere Mal eine solche von 400 PS erzielt, einzig und allein dadurch, daß der „Endzustand" zweckentsprechend geändert werden konnte.

2. Beispiel. Wir denken uns 1 kg Wasserdampf von der Spannung *P* at in einem Dampfzylinder. Ausgangszustand die Spannung *P*. Der Endzustand kann nun verschieden gewählt werden: a) Wir lassen den Dampf im Zylinder sich bis auf 1 at ausdehnen und dann in die freie Luft auspuffen. b) Wir lassen den Dampf sich im Zylinder bis auf 0,1 at abs ausdehnen und dann in einen Kondensator eintreten, wo er durch Abführung der Verdampfungswärme in Wasser von etwa 45°C verwandelt wird. (S. des Verf. „Dampfmaschine", AlluG. Bd. 393.)

Die in dem 1 kg Dampf steckende Energie oder Arbeitsfähigkeit ist zwar an sich in den beiden Fällen gleichgroß. Trotzdem ist die Arbeit, welche der Dampf nutzbar abgeben kann, im Falle *b* größer als im Falle *a*, nur deswegen, weil der Endzustand zweckentsprechend geändert wurde.

Verbindet man diese eben angestellten Betrachtungen mit den Betrachtungen über umkehrbare Zustandsänderungen (S. 77), so erhält man den wichtigen Satz: Soll ein Körper durch irgendwelche Reihenfolge von Zustandsänderungen in einen gewählten Endzustand übergeführt werden und soll dabei der Höchstwert an mechanischer Arbeit gewonnen werden, so müssen die Zustandsänderungen, die zu diesem Übergange notwendig sind, umkehrbare Zustandsänderungen sein.

Höchstwert des in Arbeit umzusetzenden Teilbetrages der Energie. Denken wir uns als Energie abgebenden Körper ein bestimmtes Gasgewicht, das in einem Zylinder Abb. 25 a. f. S. eingeschlossen ist, in welchem sich ein Kolben bewegt. T_1 sei die absolute Temperatur des Gases in dem gegebenen Anfangszustande *a*; *T* sei die absolute Temperatur in dem gewählten Endzustande *b*. Dann lassen sich die beiden Zustände *a* und *b* in der früher beschriebenen Weise bei passend gewählten Maßstäben für *P* und *v* in einem sogenannten *P*, *v*-Diagramm eintragen, und es lassen sich dann offenbar durch Punkt *a* und *b* unter allen Umständen, wie auch die Punkte liegen mögen, je eine Adiabate

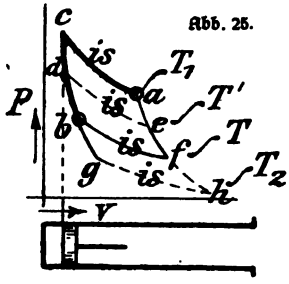


Abb. 25.

und eine Iſotherme (*is*) legen. Vervollſtändigt man die Abbildung noch durch zwei weitere Iſothermen *d*—*e* (von der Temperatur T') und *g*—*h* (von der Temperatur T_2), ſo kann man nun von *a* nach *b* z. B. auf folgenden vier verſchiedenen Wegen gelangen:

Erſter Weg: von *a* nach *c* iſothermiſche Verdichtung mit Abführung der Wärmemenge Q_1 bei der Temperatur T_1; dann adiabatiſche Ausdehnung *c*—*b* mit Erniedrigung der Temperatur von T_1 bis auf die Temperatur des Endzuſtandes T.

Zweiter Weg: Von *a* bis *e* adiabatiſche Ausdehnung mit Erniedrigung der Temperatur von T_1 auf T'. Abführung der Wärmemenge Q' iſothermiſch bei der Temperatur T' von *e*—*d*. Dann adiabatiſche Ausdehnung von *d*—*b* mit Erniedrigung der Temperatur T' bis auf die Temperatur des Endzuſtandes T.

Dritter Weg: Adiabatiſche Ausdehnung von *a*—*f* mit Erniedrigung der Temperatur des Ausgangszuſtandes T_1 bis auf die Temperatur T des Endzuſtandes, dann Abführung der Wärmemenge Q iſothermiſch bei der Temperatur T.

Vierter Weg: Adiabatiſche Ausdehnung von *a*—*h*, Erniedrigung der Temperatur T_1 des Ausgangszuſtandes bis auf die niedrigſte überhaupt zur Verfügung ſtehende Temperatur T_2. Abführung der Wärmemenge Q_2 iſothermiſch bei der niedrigſten Temperatur T_2 von *h*—*g*, dann adiabatiſche Verdichtung von *g*—*b* mit Erhöhung der Temperatur T_2 auf die Temperatur T des Endzuſtandes.

Die dargeſtellten Zuſtandsänderungen, die, um den Höchſtwert an gewonnener Arbeit zu erzielen, ſämtlich umkehrbar ſein müſſen, laſſen ſich nun offenbar, wie ſich aus der Abbildung ergibt, als Teile von einem oder mehreren Carnot-Prozeſſen auffaſſen. Dann muß aber nach Formel (17) S. 44 ſein:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q'}{T'} = \frac{Q}{T} = \frac{Q_2}{T_2}. \qquad (19)$$

oder es verhalten ſich $Q_1 : Q' : Q : Q_2 = T_1 : T' : T : T_2$.

Wegen der Wahl von umkehrbaren Zuſtandsänderungen erhalten wir nach den früheren Betrachtungen (S. 78) bei dem Übergange vom Anfangszuſtande *a* in den Endzuſtand *b* in jedem der vier Fälle den höchſten unter dieſen betreffenden Verhältniſſen erzielbaren Betrag an

gewonnener Arbeit und damit natürlich gleichzeitig den Mindestwert an abzuführender Wärme. Da aber nach Voraussetzung T_2 die niedrigste überhaupt zur Verfügung stehende Temperatur, z. B. die Temperatur der Außenluft, des Grundwassers oder dgl. ist, so ist auch Q_2 die geringste überhaupt denkbare Wärmemenge, die beim Übergang von a in den Endzustand b als Wärme abgeführt werden muß. Eine noch weitere Abkühlung des Gases unter T_2 hätte keinen Zweck; denn eine Wärmeabführung bei einer Temperatur, die noch geringer ist als die überhaupt zur Verfügung stehende Temperatur T_2 wäre ja doch nicht möglich. Das Gas müßte dann also, wenn es sich durch Ausdehnung noch weiter abgekühlt hätte, erst wieder durch Wärmezuführung oder Aufwendung von Arbeit auf die Temperatur T_2 gebracht werden, worauf dann die Wärmeabführung erfolgen könnte.

Schreibt man die Gleichung (19) in der Form:

$$Q_2 = \left(\frac{Q_1}{T_1}\right) T_2 = \left(\frac{Q'}{T'}\right) T_2 = \left(\frac{Q}{T}\right) T_2,$$

so stellt sich die Wärmemenge Q_2 in verschiedener Weise als ein Produkt aus zwei Faktoren dar, von denen der eine Faktor immer derselbe bleibt, nämlich T_2, während der andere Faktor, der Klammerwert, je nach dem „Wege", welcher oben eingeschlagen wurde, aus verschiedenen Bestandteilen zusammengesetzt ist, deren Quotient aber, wie man sieht, überall gleichgroß ist. Man erkennt also hier schon, daß es bei Feststellung der Größe der Klammerwerte gar nicht darauf ankommt, welcher Weg von a nach b eingeschlagen wurde, vorausgesetzt allerdings, daß, wie es oben geschehen ist, dieser Weg sich nur aus umkehrbaren Zustandsänderungen zusammensetzt. Das Ergebnis unserer Betrachtungen ist nunmehr folgendes:

Wenn ein mit Wärmeenergie begabter Körper von einem gegebenen Anfangszustande in einen gegebenen Endzustand übergeht, so ist es im allgemeinen nicht möglich, die gesamte Energie in Arbeit umzusetzen, ein Teil der Energie muß als Wärme Q_2 abgeführt werden. Man findet diesen Teilbetrag durch Multiplikation der niedrigsten absoluten Temperatur, die für eine Wärmeabführung überhaupt zur Verfügung steht, mit einem gewissen, noch näher zu erläuternden Faktor von der allgemeinen Form $\left(\frac{Q}{T}\right)$.

Drittes Kapitel.

Der Entropiebegriff.

Entropie ein Umwandlungsfaktor. Multipliziert man den durch die Klammerausdrücke am Schlusse des vorigen Kapitels dargestellten Zahlenwert mit der niedrigsten in Betracht kommenden Temperatur T_2, so erhält man diejenige Anzahl von Wärmeeinheiten Q_2, die beim Übergange des Körpers vom Anfangszustande *a* in den gewählten Endzustand *b* selbst bei Anwendung idealer umkehrbarer Zustandsänderungen keinesfalls in Arbeit umgesetzt werden können, sondern unbedingt, selbst im theoretisch günstigsten Falle, als Wärme abgeführt werden müssen. Die Klammerwerte stellen also sozusagen einen Umwandlungsfaktor dar, einen Zahlenwert, durch welchen man, wenn er bekannt ist, oder wenn er sich irgendwie berechnen läßt, sofort feststellen kann, wieviel von der in einem Körper in einem gewissen Augenblicke steckenden Wärmeenergie im günstigsten Falle als Arbeit gewonnen werden kann und wieviel in Form von Wärme wieder abgeführt werden muß. Es dürfte daher wohl einleuchten, daß gerade dieser Umwandlungsfaktor bei allen denjenigen Rechnungen in der technischen Wärmelehre eine große Rolle spielen wird, bei denen es sich um Gewinnung von Arbeit aus Wärme handelt. Er erhielt daher auch einen besonderen Namen. Man nennt ihn nach Clausius die Entropie eines Körpers und bezeichnet ihn in der Regel mit *S*. Nehmen wir z. B. an, durch Übergang des Körpers vom Ausgangszustande *a* in den Endzustand *b* ständen insgesamt 10000 WE an Energie zur Verfügung. Einer der obigen Klammerwerte, also die Entropie, sei für den Ausgangszustand *a* mit Bezug auf den Endzustand *b* irgendwie berechnet und betrage drei Entropieeinheiten; die niedrigste zur Verfügung stehende Temperatur sei 27^0 C $= 273 + 27 = 300^0$ abs. Dann weiß man sofort: von jenen 10000 WE können mindestens $3 \cdot 300 = 900$ WE unter keinen Umständen für eine Arbeitsleistung in Frage kommen. Selbst im theoretisch denkbar günstigsten Falle bleiben also von jenen 10000 WE nur noch 9100 WE übrig, die sich theoretisch überhaupt in Arbeit umsetzen lassen.

Ist der Zustand des Körpers in demselben Punkte *a* ein solcher, daß die Anzahl der verfügbaren WE zwar auch 10000 ist, die Entropie aber mit Bezug auf den Punkt *b* z. B. 4 beträgt, und ist 300^0 wieder die niedrigste zur Verfügung stehende absolute Temperatur, dann las-

sen sich von jenen 10 000 WE beim Übergange von *a* nach *b* selbst im günstigsten Falle 4 · 300 = 1200 WE unter keinen Umständen in Arbeit umsetzen, es bleiben also nur noch 10000 — 1200 = 8800 WE. Bleibt sonst alles dasselbe, wird aber die Entropie $S = 2$, so bleiben für die Umsetzung in Arbeit nur noch zur Verfügung 10 000 — (2 · 300) = 9400 WE. usw.

Die Entropie ein Zustandskennzeichen. Die Entropie ist also, wie man sieht, ein besonderes Kennzeichen des Körpers in einem gewissen Augenblick. Geradeso wie der Zustand eines Gases in einem betrachteten Augenblick dadurch gekennzeichnet wird, daß man angibt, wie groß in diesem Augenblick sein kg-Volumen, seine Temperatur, sein Flächeneinheitsdruck ist, geradeso wie ein weiteres Kennzeichen für den Körper die in ihm steckende Wärmeenergie ist, bezogen auf einen bestimmten gewählten Endzustand, geradeso gehört auch zur genauen Kennzeichnung des Zustandes des Körpers in dem betrachteten Augenblicke jener Faktor, Entropie genannt. Die Entropie ist also kurz gesagt ein den Zustand eines Körpers mitbestimmender Zahlenwert, wobei jedoch zu beachten ist, daß dieser Zahlenwert immer nur gültig ist mit Bezug auf einen in gewisser Weise willkürlich gewählten Endzustand oder Bezugspunkt. Wählt man als Nullpunkt der Entropie nicht jenen Bezugspunkt *b*, sondern einen noch weiter zurückliegenden Punkt *b'*, so daß also die Entropie in dem anfänglich gewählten Bezugspunkt *b* auch schon einen gewissen positiven Wert hat, so würde man mit Bezug auf den Ausgangszustand *a* nicht von Entropie schlechthin, sondern von Entropiezuwachs sprechen müssen. Darunter wäre also derjenige Betrag zu verstehen, um welchen die Entropie vom Endzustand *b* bis zu dem betrachteten Ausgangszustand *a* angewachsen ist.

Eine Maßeinheit wie cbm, kg, WE oder dgl. gibt es für die Entropie nicht, es ist vielmehr ein Zahlenwert, der in bestimmter, hier vorläufig nicht in Betracht kommender Weise aus den anderen, den Zustand des Körpers bestimmenden Größen berechnet wird. Die Entropie ist, wie wir eben sahen, nur ein bestimmendes Kennzeichen für einen ganz bestimmten Zustand eines Körpers mit Bezug auf einen ganz bestimmten Endzustand. Sie hängt z. B. nicht etwa davon ab, auf welche Weise die Energie nun tatsächlich in Arbeit und Wärme verwandelt wird. Durch Berechnung der Entropie ist ja durchaus nicht etwa die Anzahl von WE festgelegt, welche bei irgendeinem bestimmten Übergang vom Ausgangszustand in den gewählten Endzustand

tatsächlich als Wärme abgeführt werden, sondern die Entropie ist nur ein Zahlenwert, aus dem sich gewissermaßen zu Vergleichszwecken feststellen läßt, wieviel Wärmeeinheiten im denkbar günstigsten, praktisch überhaupt niemals erreichbaren Falle nicht mehr zur Arbeitsleistung ausgenützt werden können.

Entropie eine Wertangabe für die Energie. Aus den auf S. 82 angegebenen Beispielen ergibt sich: Die Entropie ist ein Kennzeichen für die Fähigkeit eines Körpers, Arbeit zu leisten. Es war dort angenommen worden, daß bei Übergang eines Körpers vom Zustande *a* in den gewählten Endzustand *b* insgesamt 10000 WE an Energie verfügbar wurden. Es wurde aber an drei Sonderfällen gezeigt, daß damit der Zustand des Körpers bezüglich seiner Fähigkeit, Arbeit zu leisten, nicht eindeutig bestimmt war. Eindeutig bestimmt ist er vielmehr erst durch Mitangabe der Entropie (oder des Entropiezuwachses) des Körpers im Punkte *a*, die in den drei Sonderfällen zu 2, 3 und 4 angegeben war, woraus dann berechnet wurde, daß von jenen 10000 WE nur 9400, 9100 oder gar nur 8800 WE selbst im denkbar günstigsten Falle in nutzbare Arbeit umgewandelt werden konnten.

Man sieht also, die Energiemenge von 10000 WE hat nicht in allen Fällen den gleichen Wert. Es gibt sozusagen hochwertige und minderwertige Energie. Ihr praktischer Wert wird erst bestimmt durch Angabe der Entropie oder des Entropiezuwachses. Ist bei einer bestimmten Energiemenge die Entropie klein, so hat man hochwertige Energie, ist sie groß, dann hat man minderwertige Energie.

Die Entropie bei adiabatischer und isothermischer Zustandsänderung. Es sei (Abb. 25) *a*, *f*, *b* noch einmal der auf S. 80 beschriebene Weg 3. Gleichzeitig sei angenommen, T sei die niedrigste überhaupt zur Verfügung stehende Temperatur, und zwar $27^\circ\,C = 300^\circ$ abs. Die Entropie oder der Entropiezuwachs im Punkte *a* mit Bezug auf den Punkt *b* sei 5. Dann wissen wir, das soll heißen: beim Übergang von *a* nach *b* müssen $5 \cdot 300 = 1500$ WE als Wärme abgeführt werden. Von *a* nach *f* fand aber adiabatische Zustandsänderung statt, d. h. eine Zustandsänderung ohne Wärmeabführung. Folglich ist von den auf dem Wege von *a* über *f* nach *b* abzuführenden $5 \cdot 300 = 1500$ WE in *f* noch nichts abgeführt, d. h. die Entropie im Punkte *f* ist immer noch $= 5$. Wir finden: bei umkehrbarer adiabatischer Zustandsänderung bleibt die Entropie unverändert.

Auf dem Wege von *f* nach *b* wird die Wärmemenge Q isothermisch

abgeführt. Da $Q/T = S$ war (also gleich der Entropie), T aber unverändert bleibt, während Q allmählich immer kleiner wird (im Punkte b soll ja die Entropie $= 0$ sein!), so folgt: Bei umkehrbarer isothermischer Wärmeabführung nimmt die Entropie ständig ab, und entsprechend natürlich: Bei umkehrbarer isothermischer Wärmezuführung nimmt die Entropie ständig zu.

Der Lynensche Vergleich. Sehr anschaulich wird das Verhältnis von Energie zu Entropie durch einen Vergleich, der meines Wissens zuerst von Prof. Lynen in München vor einer Reihe von Jahren veröffentlicht wurde.[1])

Energie kann danach verglichen werden mit einer Summe Geldes. Genau wie die Ausnützung einer Energiemenge zur Arbeitsleistung nur bis zu einer bestimmten niedrigsten Temperatur T_2 herunter stattfinden kann, z. B. also bis auf die Temperatur der Außenluft, des Grundwassers u. dgl., so könnte etwa ein Sonderling folgenden eigenartigen Einfall haben: Er übergibt jemandem einen Scheck über 500 M. mit der Weisung, sich diese Summe auf einer Bank in beliebiger, aber einheitlicher Münze auszahlen zu lassen. Der Betreffende erhält die Erlaubnis, sich von diesem Gelde irgend etwas Beliebiges zu kaufen, muß sich aber verpflichten, eine Geldrolle der gewählten Münze in Höhe von z. B. 5 cm an den Sonderling zurückzuzahlen.

Es ist sofort klar, daß in diesem Falle 500 M. und 500 M. nicht gleichwertig sind. Würde der Betreffende so dumm sein, sich auf der Bank das Geld in großer Münze, etwa in 20 Markstücken, auszahlen zu lassen, so müßte er an den Sonderling viel mehr Geld zurückzahlen, als wenn er sich den Betrag in 50 Pfennigstücken oder in noch kleinerer Münze hätte auszahlen lassen.

Je kleiner er die Münze wählte, um so weniger Geld brauchte er an den Sonderling zurückzuzahlen, um so mehr könnte er von den 500 M. für sich verwenden.

Wir hatten oben gesehen: die nicht in Arbeit umwandelbare, sondern in Form von Wärme abzuführende Energie hatte die Form $Q_2 = Q/T \cdot T_2 = S \cdot T_2$. Es entspräche also in unserem Vergleiche der Wert $S = Q/T$ der Münze, dagegen T_2 der Höhe der zurückzuzahlenden Geldrolle. Je kleiner die Entropie S (die Münze) ist, um so größer ist bei gegebener Endtemperatur T_2 (Höhe der abzu-

1) Siehe: Lynen, die Wärmeausnützung bei der Dampfmaschine, Berlin 1901, J. Springer.

liefernden Geldrolle) die Energiemenge (Geldsumme), die zur Umwandlung in Arbeit (zu Anschaffungen beliebiger Art) zur Verfügung steht. Ob diese Energie (Geldsumme) aber auch wirklich zur Arbeitsleistung (zu nutzbaren Anschaffungen) verwendet wird, oder ob sie sonst irgendwie nutzlos verbraucht (durchgebracht oder fortgeworfen) wird, ist (dem Sonderling) völlig gleichgültig. Die Entropie (Münze) ist also kein Maßstab dafür, wieviel Energie (Geld) zur Gewinnung mechanischer Arbeit (zu Anschaffungen) verwendet wird, vielmehr ist sie nur bestimmend — und zwar durch Multiplikation mit T_2 der niedrigsten Temperatur (der Höhe der abzuliefernden Geldrolle) — dafür, wieviel Wärme (Geld) unter keinen Umständen zur Gewinnung mechanischer Arbeit (zu Anschaffungen) verwendet werden kann.

Hochwertige und minderwertige Energie. Aus diesem sehr anschaulichen Vergleiche läßt sich auch gleichzeitig ein Schluß ziehen, wann eine Energie hochwertig und wann sie minderwertig ist. Münze mal Höhe der Geldrolle stellte die zur Verfügung gestellte Geldsumme dar. Die Münze ist bei gleicher Geldsumme um so kleiner, je höher die Geldrolle ist. Hochwertig im Sinne jenes Vergleiches ist also die Geldsumme, wenn sie aus einer möglichst hohen Geldrolle, also aus kleiner Münze besteht, minderwertig, wenn sie aus einer niedrigen Geldrolle, also aus großer Münze besteht. Daraus kann man also schließen: Von zwei Energiemengen ist bei gleicher Anzahl von Wärmeeinheiten diejenige die wertvollere, bei welcher die Wärmemenge im Ausgangszustande die höhere Temperatur besitzt.

Daß übrigens eine durch eine gegebene Anzahl von WE bestimmte Wärmemenge hochwertig oder minderwertig sein kann, ergibt schon folgende sehr einfache Überlegung: 10 kg kochendes Wasser enthalten von 0° C (gewählter Bezugspunkt) an gerechnet $10 \cdot 100 = 1000$ WE; 100 kg Wasser von 10° C enthalten auch 1000 WE. Daß beide Wärmemengen für die praktische Verwertung trotz gleicher Anzahl von WE nicht gleichwertig sind, bedarf keiner weiteren Erklärung.

Will man also einem Körper Energie in Form von Wärme zuführen, um vermittelst dieser Wärme den Körper Arbeit leisten zu lassen, so wird man nach Möglichkeit darauf zu achten haben, daß nicht etwa während der Wärmezuführung durch Abnahme der Temperatur eine Entwertung dieser Energie eintritt oder, wie wir jetzt sagen werden, es muß darauf geachtet werden, daß die Entropie sich nicht unnütz vergrößert. Es mag übrigens bei dieser Gelegenheit noch einmal an den

Carnot-Prozeß erinnert werden, wo wir auch schon gefunden hatten: Um den denkbar „günstigsten Wirkungsgrad" bei irgendeinem Kreisprozesse zu bekommen, mußte die gesamte zuzuführende Wärmemenge bei gleichbleibender höchster Temperatur zugeführt werden!

Viertes Kapitel.

Berechnung der Entropie.

Berechnung bei gleichbleibender Temperatur. Bei der Berechnung der Entropie geht man meist so vor, daß man von dem gewählten Bezugspunkte ausgeht, wo die Entropie z. B. gleich Null gesetzt wird, und dann berechnet, um wieviel die Entropie bis zu dem in Frage kommenden Zustande zunimmt. Sehr einfach wird die Berechnung, wenn zufällig der Übergang vom Anfangszustand zum Endzustand (oder umgekehrt) bei gleichbleibender Temperatur, also isothermisch, geschieht. Denn dann ist einfach nach den Betrachtungen S. 85 $S = Q/T$. Man hat also nur die Wärmemenge festzustellen, die zugeführt werden muß und diese Wärmemenge durch die gleichbleibende absolute Temperatur zu dividieren.

Beispiel. Es soll die Entropie von 1 kg gesättigten Wasserdampfes von 3 at abs berechnet werden, und zwar soll hier der Einfachheit wegen als Bezugspunkt gewählt werden Wasser von 133° C, also von der Temperatur, welche derjenigen des Dampfes von 3 at entspricht. Die zuzuführende Wärmemenge ist nichts anderes als die „Verdampfungswärme", beträgt also $Q = r = 518$ WE. Da die Verdampfungstemperatur $T = 273 + 133 = 406$ ist, so ergibt sich der Entropiezuwachs von dem gewählten Bezugspunkte aus, oder anders ausgedrückt, die Entropie mit Bezug auf den gewählten Endzustand:

$$S_D = \frac{r}{T} = \frac{518}{406} = 1{,}276.$$

Berechnung bei sich verändernder Temperatur. Nicht ganz so einfach gestaltet sich die Berechnung, wenn z. B., wie es meist geschieht, während der Wärmezuführung eine Erhöhung der Temperatur, bei der Wärmeabführung eine Erniedrigung der Temperatur des Körpers eintritt. Werden durch a und b (Abb. 26) die beiden fraglichen Zustände dargestellt, zwischen welchen die Entropie berechnet werden soll, so könnte man daran denken, durch

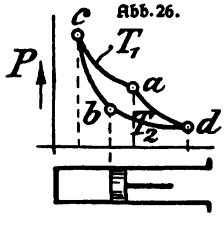
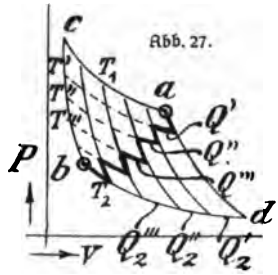


Abb. 26.



diese beiden Punkte, was ja immer möglich ist, je eine Isotherme und eine Adiabate zu legen, so daß die Punkte *a* und *b* sozusagen Eckpunkte eines Carnotschen Kreisprozesses bilden. Gegeben sind hier von Anfang an die Temperaturen der beiden isothermischen Zustandsänderungen durch die bekannte Temperatur des Ausgangszustandes (T_1) und des Endzustandes (T_2). Durch Rechnung oder zeichnerisch ließe sich der Druck im Punkte *d* bestimmen. Nunmehr ergäbe sich die während der isothermischen Zustandsänderung $d \sim b$ zu leistende Arbeit L aus Formel 5 S. 13 oder 10 S. 24, woraus sich dann die abzuführende Wärmemenge Q_2 durch Multiplikation mit $A = 1/427$ finden ließe. Damit wäre aber dann Q_2/T_2 bestimmt.

Dieser Weg wäre möglich, aber meist doch sehr umständlich. Er läßt sich vereinfachen, wenn wir die Betrachtungen auf S. 80 noch etwas erweitern und zwar dadurch, daß wir uns den Carnot-Prozeß *a*, *c*, *b*, *d* durch eine Schar von Adiabaten und Isothermen in eine noch weit größere Anzahl von kleineren Carnot-Prozessen zerlegt denken, Abb. 27. Man könnte dann etwa auf dem stark ausgezogenen Wege durch abwechselnd adiabatische und isothermische umkehrbare Zustandsänderungen vom Ausgangspunkte *a* in den Endzustand *b* gelangen. Sind Q', Q'', Q''' usw. die bei den jeweilig unveränderlichen, im Verhältnis zueinander aber allmählich immer mehr abnehmenden Temperaturen T', T'', T''' abzuführenden Teilwärmemengen, so ergeben sich aus den Folgerungen des Carnotschen Kreisprozesses, Formel (17) S. 44 folgende Beziehungen: $\frac{Q'}{T'} = \frac{Q_2'}{T_2}$; $\frac{Q''}{T''} = \frac{Q_2''}{T_2}$; $\frac{Q'''}{T'''} = \frac{Q_2'''}{T_2}$; ···· usw. Durch Zusammenzählen der rechten und linken Seiten dieser Gleichungen ergibt sich:

$$\left(\frac{Q'}{T'}\right) + \left(\frac{Q''}{T''}\right) + \left(\frac{Q'''}{T'''}\right) + \cdots = \frac{1}{T_2}(Q_2' + Q_2'' + Q_2''' + \cdots) = \frac{Q_2}{T_2},$$

weil die auf der rechten Seite in der Klammer stehenden Teilwärmemengen zusammen gleich Q_2 sind.

In Worten wäre der Vorgang etwa so zu erläutern: Durch eine umkehrbare adiabatische Ausdehnung erniedrigt man die Ausgangstemperatur T_1 auf T'. Bei dieser gleichbleibenden Temperatur T'

führt man während einer umkehrbaren isothermischen Verdichtung einen kleinen Betrag Wärme Q' ab. Dann erniedrigt man durch eine weitere adiabatische Ausdehnung die Temperatur auf T'' und führt bei dieser gleichbleibenden Temperatur T'' einen zweiten Teilbetrag an Wärme Q'' ab usf., bis man im Punkte b angelangt ist. Da sämtliche Zustandsänderungen als umkehrbar angenommen sind, könnte man natürlich durch ganz entsprechende umkehrbare isothermische und adiabatische Verdichtung und Wärmezuführung wieder zurück von b nach a gelangen. Addiert man nun alle die Quotienten „Teilwärmemengen dividiert durch die Temperatur, bei welcher diese Teilwärmemengen isothermisch zugeführt (oder abgeführt) wurden", so ergibt diese Summe genau dasselbe, als wenn man entsprechend Abb. 26 mit einem einzigen Carnot-Prozesse von a nach b gelangt wäre, daraus Q_2 berechnet hätte und dieses Q_2 dann durch die niedrigste Temperatur T_2 geteilt hätte.

Denkt man sich jetzt die Zahl der Zwischenprozesse ins Unendliche vermehrt, so werden die zu- oder abzuführenden Teilwärmemengen unendlich klein, und man bezeichnet sie dann mit dQ. Aus der Summe jener Quotienten $\left(\frac{Q'}{T'}\right)$ usw. wird das Integral $\int\frac{dQ}{T}$, und man erhält so den Ausdruck für die Berechnung des Entropiezuwachses oder der Entropie S:

$$S = \int\frac{dQ}{T}. \qquad (20)$$

Diejenige Anzahl von WE, welche nötig ist, um 1 kg eines Körpers um 1^0 zu erwärmen, nennt man bekanntlich die spezifische Wärme des Körpers und bezeichnet sie mit c. Soll der Körper nur um die unendlich kleine Temperaturdifferenz dT erwärmt werden, so gehört dazu die unendlich kleine Wärmemenge $dQ = c \cdot dT$. Trägt man diesen Wert in die obige Formel 20 ein, so erhält man die für die Berechnung der Entropie geeignetste Formel:

$$S = \int_{T_1}^{T_2}\frac{c\,dT}{T}. \qquad (21)$$

Die Grundlagen der allgemeinen Formel für S. Daß der Weg, auf welchem man von a nach b gelangt, oder mit anderen Worten, daß die Art der (umkehrbaren) Zustandsänderungen für die Berechnung von S gar keine Rolle spielt, ergibt sich ohne weiteres aus den oben angestellten Betrachtungen; denn es war ja keinerlei Voraussetzung oder Angabe darüber gemacht worden, wie weit z. B. die einzelne

adiabatische Ausdehnung getrieben werden sollte oder wie groß die einzelne isothermische Wärmeabführung sein sollte. Diese Größen würden aber offenbar die Art des Weges festlegen. Die Grundlage für die Berechnung der Entropie nach Formel 20 oder 21 bildet nur die Annahme einer unendlich großen Zahl aufeinander folgender umkehrbarer Zustandsänderungen oder schließlich überhaupt eine einzige irgendwie gestaltete umkehrbare Zustandsänderung. Daß eine solche praktisch nicht ausführbar ist, tut gar nichts zur Sache, da es sich ja, wie immer wieder hervorgehoben werden muß, nicht um die Berechnung oder Feststellung einer tatsächlich stattgefundenen Arbeitsleistung oder Wärmeabführung handelt, sondern nur um einen gewissermaßen zu Vergleichszwecken benützbaren idealen Vorgang.

1. Beispiel. Es sei die Größe der Entropie von 1 kg Wasser von 133° zu berechnen, wenn als Bezugspunkt Wasser von 0° angenommen wird.

Die spezifische Wärme c des Wassers kann genügend genau als gleichbleibend und zwar $= 1$ gesetzt werden. (In Wirklichkeit nimmt sie mit zunehmender Temperatur etwas zu.) Damit wird aber

$$S_w = 1 \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = 1\,[\log \text{nat}\ T_2 - \log \text{nat}\ T_1].$$

Da $T_2 = 273 + 133 = 406$ und $T_1 = 273$, so ergibt sich

$$S_w = \log \text{nat}\ 406 - \log \text{nat}\ 273 = 0{,}397.$$

2. Beispiel. Wie groß ist die Entropie gesättigten Wasserdampfes von 3 at mit Wasser von 0° als Bezugspunkt?

Auf S. 87 war die Entropie von gesättigtem Wasserdampf von 133° = 3 at abs zu $S_D = 1{,}276$ berechnet worden, wobei als Bezugspunkt heißes Wasser von 133° C angenommen war. Nimmt man statt dessen, wie das stets geschieht, als Bezugspunkt Wasser von 0° an, so ist die Entropie des gesättigten Wasserdampfes von 3 at abs unter Berücksichtigung des ersten Beispiels

$$S = S_w + S_D = 0{,}397 + 1{,}276 = 1{,}673.$$

3. Beispiel. Es ist die Entropie für gesättigten Wasserdampf von 8 at abs zu berechnen mit Wasser von 0° als Bezugspunkt.

Wie in dem vorhergehenden Beispiele ist $S = S_W + S_D$. Die absolute Temperatur des gesättigten Wasserdampfes von 8 at abs ist rund $273 + 170 = 443$. Die Verdampfungswärme ist abgerundet $r = 492$ WE. Damit wird entsprechend den früheren Ableitungen, unter Annahme der spezifischen Wärme des Wassers $c = 1$:

$S_W = \log \text{nat } 443 - \log \text{nat } 273 = 0{,}484$
$S_D = 492/443 = 1{,}11$
$S = 0{,}484 + 1{,}11 = 1{,}594,$

also kleiner als bei Dampf von 3 at abs.

Denken wir uns hier, wie in Beispiel 1, eine ideale Dampfmaschine mit gesättigtem Wasserdampfe von 8 at abs arbeitend mit einer (nicht ausführbaren) Kondensatortemperatur von 0° C = 273 abs, so würden also hier $1{,}594 \cdot 273 = 435$ WE, oder (bei einer Gesamtwärme $\lambda = 664$ WE) $\frac{435}{664} \cdot 100 = 65{,}5\,\%$ der aufgewendeten Wärme nicht mehr in Arbeit umgewandelt werden können. Immerhin könnte man diese Energie des Dampfes von 8 at abs doch schon als höherwertige Energie bezeichnen gegenüber einem Dampf von 3 at abs, bei dem eine entsprechende Rechnung 70 % ergeben würde.

4. Beispiel. Es ist die Entropie überhitzten Wasserdampfes von 8 at abs zu berechnen mit trocken gesättigtem Dampf als Bezugspunkt und zwar für die Temperaturen 200° und 300° C, entsprechend 473° und 573° abs.

Die absolute Temperatur des gesättigten Dampfes von 8 at abs beträgt $T = 170 + 273 = 443°$ abs. Entsprechend den Beispielen auf v. S. ist hier: $S'_u = \int \frac{dQ}{T} = \int_{T_s}^{T} \frac{c\,dT}{T} = c_{pm}\,[\log \text{nat } T - \log \text{nat } T_s]$.

Auf S. 75 war für den vorliegenden Fall berechnet $c_{pm} = 0{,}565$. Damit wird aber $S'_u = 0{,}565\,[6{,}1591 - 6{,}0935] = 0{,}037$. Und bezogen auf Wasser von 0° (vgl. Beispiel 3): $S = 1{,}594 + 0{,}037 = 1{,}631$. Für 300° C, entsprechend 573° abs, ergibt sich nach der Tabelle S. 75 $c_{pm} = 0{,}521$, folglich $S_u = 0{,}521\,[\log \text{nat } 573 - \log \text{nat } 443] = 0{,}134$. (Es ist zu beachten, daß diese Berechnung eine etwas angenäherte ist. Wollte man ganz genau rechnen, so dürfte man den Entropiezuwachs immer nur für ganz kleine Temperaturzwischenräume berechnen.) Mit Wasser von 0° als Bezugspunkt (vgl. Beispiel 3) ergäbe sich also die Entropie von überhitztem Wasserdampf von 8 at abs und 300° C:

$$S = S_W + S_D + S_u = 0{,}484 + 1{,}110 + 0{,}134 = 1{,}728.$$

Unter denselben Voraussetzungen wie bei den vorhergehenden Beispielen ergäbe sich hier die nicht in Arbeit umwandelbare Wärme zu $1{,}728 \cdot 273 = \sim 472$ WE, und bei einer (auf S. 76 berechneten) Ge-

samtwärme dieses überhitzten Dampfes von $\lambda = \sim 732$ WE würde dies entsprechen: $\frac{472}{732} \cdot 100 = 64{,}4\ \%$.

Man sieht schon hier, daß bei Anwendung von Überhitzung unter sonst gleichen Verhältnissen der Prozentsatz der nicht mehr in Arbeit umzuwandelnden Wärme sinkt, daß also die Anwendung von Überhitzung vorteilhaft ist. Noch deutlicher wird dies aus den folgenden Abschnitten hervorgehen.

Aus den soeben berechneten Beispielen geht noch einmal sehr klar hervor, was im Vorhergehenden schon öfters hervorgehoben wurde, daß nämlich der Wert der Entropie eines Körpers in einem gewissen Zustande nicht etwa eine für alle Fälle gültige Größe ist, sondern sich immer nur auf einen ganz bestimmten, willkürlich gewählten Endzustand bezieht. So ist z. B. die Entropie des überhitzten Wasserdampfes von 8 at und 300° C nicht etwa ein für allemal $S = 1{,}728$, sondern nur mit Bezug auf Wasser von 0°, mit Bezug auf gesättigten Dampf von 8 at als Endzustand hatten wir ja gefunden $S_u = 0{,}134$, und mit Bezug auf Wasser von der Temperatur des gesättigten Dampfes von 8 at (also 169,5° C) wäre

$$S = S_D + S_u = 1{,}11 + 0{,}134 = 1{,}244 \text{ usw.}$$

Man sieht also auch hier wieder, daß es eindeutiger ist, wenn man, wie das häufig geschieht, nicht von Entropie schlechthin spricht, sondern von Entropiezuwachs, gerechnet nämlich von dem Zustand, den man als Bezugspunkt gewählt hat.

Entropie bei umkehrbaren und nicht umkehrbaren Zustandsänderungen. Die Annahme einer unendlich großen Zahl aufeinanderfolgender umkehrbarer Zustandsänderungen oder einer einzigen umkehrbaren Zustandsänderung hat nun unter Berücksichtigung der auf S. 78 angestellten Betrachtungen zur Folge, daß sich in keinem Punkte des gegebenen Weges von *a* nach *b* für *S* und damit für die nicht mehr in Arbeit umzuwandelnde Energie ein größerer Wert ergibt als im Ausgangspunkte *a*, denn wir sahen, daß bei adiabatischer Zustandsänderung die Entropie stets unverändert bleibt, während sie bei isothermischer Wärmeabführung stetig abnimmt.

Ganz anders dagegen steht es, wenn die Zustandsänderung von *a* nach *b* eine nicht umkehrbare ist, wenn also z. B., wie es meist vorkommt, auf dem Wege von *a* nach *b* Wärme durch Leitung und Strahlung auf kältere Körper übergeht. In diesem Falle tritt dann, auch

wenn keine Wärme zugeführt wird, eine Zunahme der Entropie und damit eine Entwertung der Energie ein.

Ein sehr lehrreiches Beispiel einer solchen schädlichen Entropievergrößerung bietet jede Dampfkesselanlage. Die in den Kohlen steckende chemisch gebundene Energie entwickelt sich zunächst durch Verbrennung der Kohle auf dem Roste zu sehr hochwertiger Energie, deren Entropie wegen der sehr hohen Temperatur (weit über 1000° C) verhältnismäßig klein ist. Selbst wenn es nun möglich wäre, sämtliche Wärmeeinheiten, die in den Feuergasen enthalten sind, durch die Kesselwandungen hindurch in das im Inneren des Kessels befindliche Wasser überzuführen, so würde bei dieser Überführung dennoch eine beträchtliche Vergrößerung der Entropie S und damit eine beträchtliche Entwertung der zugeführten Energie eintreten, weil in dem Ausdruck $S = Q/T$ bei gleichbleibendem Q der Wert T stark abgenommen hat. Entwertung der Energie ist aber gleichbedeutend mit Arbeitsverlust, da ja nach unseren früheren Betrachtungen durch eine solche Entwertung der Energie ein viel größerer Teil davon nicht mehr in Arbeit umgesetzt werden kann.

Wenn auch der Sinn des Entropiebegriffes aus dem Vorhergehenden verständlich geworden sein dürfte, so könnte vielleicht doch noch ein Zweifel darüber bestehen, welche praktischen Vorteile die Einführung des Entropiebegriffes bietet. Es sollen daher im folgenden an zwei in der Praxis viel gebrauchten Diagrammen diese Vorteile näher erläutert werden.

Sechster Abschnitt.

S, T-Diagramm.

Erstes Kapitel.

Darstellung von Zustandsänderungen im S,T-Diagramm.

Zustandsänderungen, dargestellt im P, v-Diagramm. Bisher hatten wir uns Zustandsänderungen immer zeichnerisch veranschaulicht durch sogenannte P, v-Diagramme, indem wir uns die Zustandsänderungen in einem durch einen Kolben abgeschlossenen Zylinder sich abspielend dachten. Dadurch, daß wir uns in einem rechtwinkligen Koordinatennetze die Kolbenwege oder, was damit gleichbedeutend war, die vom Kolben zurückgelegten Volumina als Abszissen (als Wagerechte), die in jeder Kolbenstellung auf den Kolben wirkenden

Drücke als Ordinaten (als Senkrechte) auftrugen, erhielten wir ein zeichnerisches Bild der betreffenden Zustandsänderungen.

Zustandsänderungen im S, T-Diagramm. Ganz anders dagegen stellen sich die Zustandsänderungen dar, wenn man als Abszissen Entropiewerte, als Ordinaten die zugehörigen absoluten Temperaturen aufträgt. Ein paar einfache Beispiele werden diese Art der Darstellung am besten erläutern:

Isothermische Zustandsänderung. Wenn Wärme isothermisch zugeführt wird, nimmt, wie wir schon auf S. 84 gesehen hatten, die Entropie ständig zu. Während dieser Wärmezuführung und Zunahme der Entropie bleibt aber der Voraussetzung nach die Temperatur unverändert. Die isothermische Zustandsänderung stellt sich also im S, T-Diagramm als eine gerade Linie dar, gleichlaufend mit der Abszissenachse (Abb. 28). Es ist wohl zu beachten, daß hier von einem Unterschiede zwischen Isotherme von Gasen und Isotherme von Dämpfen nicht mehr die Rede ist. Die Isotherme im S, T-Diagramm ist in beiden Fällen eine Parallele zur Abszissenachse. (Vgl. dagegen S. 60.)

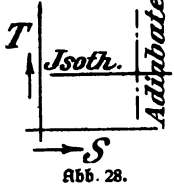


Abb. 28.

Adiabatische Zustandsänderung. Wie oben (S. 84) ebenfalls dargelegt wurde, bleibt während einer adiabatischen Zustandsänderung die Entropie unverändert; die Temperatur dagegen nimmt zu oder ab, je nachdem eine Verdichtung oder Ausdehnung (Arbeitsaufwand oder Arbeitsgewinn) erfolgt. Die Zustandsänderung stellt sich also im S, T-Diagramm als eine gerade Linie, gleichlaufend mit der Ordinatenachse dar (Abb. 28). Auch hier wieder fehlt jeder Unterschied zwischen Adiabaten von Gasen und Dämpfen.

Zweites Kapitel.

Darstellung von Wärmemengen im S, T-Diagramm.

Wärmemengen als Flächen. Aus den Betrachtungen auf S. 45 ergab sich, daß Wärme aufgefaßt werden kann als ein Produkt aus zwei Faktoren, deren einer die absolute Temperatur ist, während der andere das ist, was wir nunmehr als Entropie erkannt haben. Ein Produkt aus zwei Faktoren läßt sich aber zeichnerisch immer als Fläche darstellen, und gerade diese Darstellung der Wärme als Fläche ist es, die in mehrfacher Hinsicht wertvolle Vorteile bietet und für eine Reihe von Vorgängen und Gesetzen eine überraschend einfache Erklärung gibt.

Allgemeine Darstellung der Wärmemengen im S, T-Diagramm. Schon früher einmal (S. 12) hatten wir ein Produkt aus zwei Faktoren als Fläche dargestellt: es war die von einem Gase bei seiner Ausdehnung geleistete Arbeit, bestehend aus dem Produkt Kolbenweg $\times$ Kolbendruck. Diese Arbeit hatten wir damals in der Weise als Fläche dargestellt, daß wir über jeder der zugehörigen Kolbenstellungen als Abszissen die in diesem Augenblicke auf den Kolben wirkende Druckkraft als Senkrechte (Ordinate) auftrugen. Wählen wir hier als Abszissen die Werte der Entropie und tragen wir über jedem Werte der Entropie die zugehörige absolute Temperatur des Körpers als Ordinate auf, so bekommen wir (Abb. 29) eine Fläche, die wir uns aus lauter unendlich schmalen Rechtecken von der Breite dS und der während dieser unendlich kleinen Strecke jeweilig gleichbleibenden Höhe T zusammengesetzt denken können. Nun ist aber nach S. 89 $dS = dQ/T$; das kleine gestrichelte Rechteck hat also den Flächeninhalt $dQ/T \cdot T = dQ$,

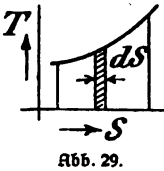
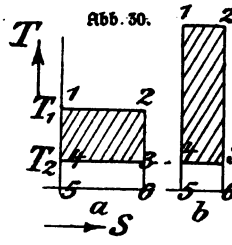


Abb. 29.

stellt also einen unendlich kleinen Bruchteil der zugeführten Wärme dar. Eine Summierung aller dieser kleinen Rechtecke ergibt dann $\int dQ = Q$, die gesamte zugeführte Wärme. Wegen der Wahl von S als Abszissen und T als Ordinaten nennt man derartige Diagramme S, T-Diagramme oder Entropie-Temperatur-Diagramme.

Isothermisch zugeführte Wärme. Sehr einfach wird die Darstellung der zugeführten Wärme bei isothermischer Zustandsänderung. Da eine Wärmemenge, wie wir oben gesehen hatten, sich darstellen läßt als Produkt $S \times T$, der Wert T aber hier unverändert bleibt, so stellt sich die isothermisch zugeführte Wärme einfach dar als ein Rechteck von der Länge S und der Höhe T. Es wäre dies z. B. ein Fall, wie er in dem Beispiel S. 87 besprochen wurde: Der Entropiezuwachs während der Verdampfung bei 3 at beträgt $S = 1{,}276$. Die Temperatur bleibt während der ganzen Zeit unverändert $T = 406$. Ein Rechteck von der Größe $S \cdot T = 1{,}276 \cdot 406$ würde dann also die gesamte Verdampfungswärme r für 3 at darstellen ($r = 518$ WE).

Darstellung des Carnot-Prozesses im S, T-Diagramm. (Abb. 30 *a* und *b*.) Wärmezuführung isothermisch bei höchster Temperatur T_1: wagerechte Linie 1—2. Erniedrigung der Temperatur bis auf T_2 durch adiabatische Zustandsänderung: senkrechte Linie 2—3. Wärmeabführung isothermisch bei gleichbleibender niedrigster Temperatur



T_2: Linie 3—4, Erhöhung der Temperatur durch adiabatische Zustandsänderung von T_2 auf T_1: Linie 4—1. Die zugeführte Wärme stellt sich also in beiden Abbildungen dar durch die Rechtecke 1265, die abgeführte Wärme durch die Rechtecke 4365, die in Arbeit umgewandelte Wärme durch die Rechtecke 1234. Diese Darstellungsweise ergibt nun z. B. gleich eine verblüffend einfache Berechnung des thermischen Wirkungsgrades beim Carnotschen Kreisprozesse. Unter thermischem Wirkungsgrad verstanden wir ganz allgemein (S. 35) das Verhältnis von „verschwundener" Wärmemenge $Q_1 - Q_2$ zu der insgesamt zugeführten Wärmemenge Q_1, also $\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$. Nun ist aber hier: zugeführte Wärme $Q_1 = S \cdot T_1$; abgeführte Wärme $Q_2 = S \cdot T_2$, woraus sich ergibt: $\eta_t = \frac{ST_1 - ST_2}{ST_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$.

Gerade hier erkennt man nun sehr deutlich, daß für die Umwandlung in Arbeit die Anzahl der zugeführten Wärmeeinheiten allein nicht maßgebend ist: trotzdem nämlich die Fläche 1265 sowohl als auch die Temperatur T_2, bei welcher die Wärme abgeführt wird, in beiden Fällen gleichgroß sein kann (wie dies in den beiden Abb. 30 *a* und *b* gezeichnet ist), wird hier im Falle *b* von dieser zugeführten Wärme doch mehr Arbeit geleistet, weil die zugeführte Wärme im Falle *b* sozusagen hochwertiger ist, was sich in der Darstellung des *S*, *T*-Diagrammes dadurch ausdrückt, daß sie mit einem größeren Anteile über die Linie T_2 hinausragt als im Falle *a*. Man denke auch hier wieder an den auf S. 85 angeführten Vergleich mit den Geldrollen!

Flüssigkeitswärme von Wasserdampf. Da unter Flüssigkeitswärme diejenige Wärme zu verstehen ist, die 1 kg Flüssigkeit (hier also Wasser) von 0° zugeführt werden muß, um sie auf die Dampftemperatur zu erwärmen, so wählen wir Wasser von 0° als Bezugspunkt. Nun kann man, wie das in den Beispielen S. 90 für zwei Fälle geschehen ist, bei den verschiedenen Dampfspannungen die Entropie des Wassers für den Augenblick berechnen, wo es die Temperatur des gesättigten Dampfes von der betreffenden Spannung erreicht hat. Trägt man diese Entropiewerte in irgendeinem Maßstabe auf der Abszissenachse auf, errichtet in jedem dieser Punkte eine Senkrechte gleich der zuge-

hörigen Temperatur (der Temperatur des gesättigten Dampfes von der betreffenden Spannung), z. B. $T = 406$ im Punkte $S = 0{,}397$; $T = 443$ im Punkte $S = 0{,}484$ usw. und verbindet dann die so gefundenen Punkte, so erhält man eine Kurve von der in Abb. 31 maßstäblich gezeichneten Form. Ist dann z. B. in dem Maßstabe der Temperaturen T_1 die absolute Temperatur des Dampfes von 8 at abs, so stellt die gestrichelte Fläche die Flüssigkeitswärme in WE dar. Ein Versuch durch Ausmessen würde die Richtigkeit beweisen. Die gestrichelte Fläche ist 182,5 qmm groß. Im Maßstabe der S ist 1 mm = 0,069

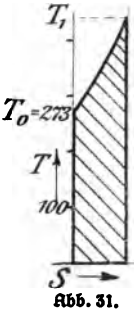


Abb. 31.

Entropieeinheiten, im Maßstabe der T ist 1 mm = 13,65 Grad, folglich ist 1 qmm = 0,94 WE und 182,5 qmm = ~ 171,7 WE, das ist aber die Größe der Flüssigkeitswärme von Dampf von 8 at abs.

Verdampfungswärme von Wasserdampf. In Abb. 32 stellt die linke Kurve noch einmal die Kurve der Abb. 31 dar. Die eingezeichneten Zahlen sollen den Punkten für die gleichgroßen at abs entsprechen. Trägt man nun in diesen Punkten nach rechts in dem für die S gewählten Maßstabe den jeweiligen bei der Verdampfung erzielten Entropiezuwachs auf, wie er z. B. in den Beispielen auf S. 90 für 3 at mit $S = 1{,}673$ und für 8 at mit $S = 1{,}594$ berechnet wurde, und verbindet auch diese Endpunkte, so erhält man eine zweite (in der Abb. 32 die rechte) Kurve, welche nun, wie man leicht erkennt, die Entropie für trocken gesättigten Wasserdampf jeder beliebigen Temperatur (oder Spannung) einfach aus der Abbildung abzugreifen gestattet und zwar nicht nur mit Bezug auf Wasser von 0°, sondern auch mit Bezug auf jeden beliebigen anderen Punkt rechts davon. Wie man leicht erkennt, steht auch gar nichts im Wege, die linke Kurve nach links hin weiter zu berechnen, und man bekäme auf diese Weise dann die Größe der Entropie von irgendeinem anderen Bezugspunkte aus.

Die beiden Kurven nennt man wohl die linke und rechte Grenzkurve des Entropie-Temperatur-Diagrammes für Wasserdampf.

Überhitzungswärme für Wasserdampf. Es sei in Abb. 33 noch einmal in gleichem Maßstabe wie in Abb. 32 die Fläche der Flüssigkeitswärme und Verdampfungswärme für 8 at abs gezeichnet. Es handle sich darum, die zum Überhitzen dieses Dampfes erforderliche Wärme in ähnlicher Darstellung anzufügen. In dem Beispiel 4 auf S. 91 war bereits bei Dampf von 8 at für die Überhitzung auf 200° die Entropie

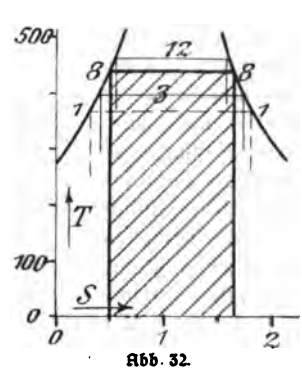


Abb. 32.

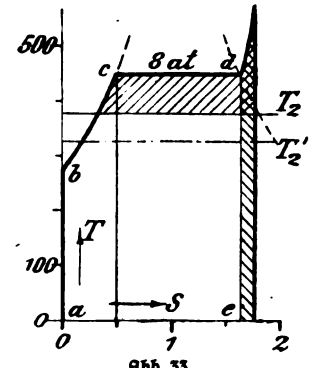


Abb. 33.

mit Bezug auf Wasser von 0° zu $S_1 = 1{,}631$, für die Überhitzung auf 300° zu $S_2 = 1{,}728$ berechnet worden. Trägt man in diesen beiden Punkten die zugehörige absolute Temperatur $T_1 = 473$ und $T_2 = 573$ als Senkrechte auf und berechnet in ähnlicher Weise noch mehr solcher Punkte für höhere Überhitzungen, so ergibt die Verbindung aller dieser Punkte die steilansteigende rechte Kurve der Abb. 33. Die gestrichelte schmale Fläche würde z. B. in dem Maßstabe der Abbildung die auf S. 76 berechnete Wärme in WE ergeben, welche notwendig ist, um 1 kg gesättigten Wasserdampfes von 8 at abs auf 300° zu überhitzen.

Drittes Kapitel.

Das S, T-Diagramm für Wasserdampf.

Eine Vereinigung und Erweiterung der Abb. 32 u. 33 gibt nun das in der technischen Wärmelehre eine große Rolle spielende S, T-Diagramm für Wasserdampf. Im folgenden soll gezeigt werden, wie sich eine Reihe früher gefundener Gesetze sehr deutlich aus diesem Diagramme herauslesen lassen und wie mit seiner Benützung eine Anzahl wichtiger Berechnungen mit großer Leichtigkeit ausgeführt werden können.

Die gegenseitige Annäherung der beiden Grenzkurven. Daß die rechte Grenzkurve sich der linken allmählich nähert (Abb. 32), ist ein sichtbarer Beweis des uns bereits bekannten Satzes, daß die Gesamtwärme des gesättigten Wasserdampfes sich für die verschiedenen Spannungen nur unwesentlich ändert. Da nämlich die Fläche, welche bei

den verschiedenen Dampfspannungen die Gesamtwärme λ darstellt (z. B. für 8 at die Summe der gestrichelten Flächen in Abb. 31 u. 32), immer höher wird, muß sie, damit ihre Größe annähernd dieselbe bleibt, naturgemäß immer schmaler werden.

Allgemeine Wärmeausnützung in Dampfmaschinen. Sehr fesselnd ist die Benützung des S, T-Diagrammes, um nachzuweisen, wie schlecht die Wärmeausnützung selbst in einer idealwirkenden sogenannten „verlustlosen" Dampfmaschine ist. Wir hatten dies Ergebnis zwar schon auf S. 91 für eine bestimmte Annahme durch Rechnung gefunden. Das S, T-Diagramm für Wasserdampf gibt aber einen noch besseren und umfassenderen Überblick über diese Frage: Bei Besprechung des Entropiebegriffes hatten wir gesagt, man versteht darunter einen Zahlenwert, der, multipliziert mit der niedrigsten absoluten Temperatur T_2, bei welcher die Wärmeabführung stattfinden kann, diejenige Wärmemenge ergibt, welche nicht mehr in Arbeit umgewandelt werden kann. Zieht man daher in Höhe dieser Temperatur T_2 eine Wagerechte durch das ganze Diagramm (s. z. B. Abb. 33), so heißt das: Alles, was von der (Wärme darstellenden) Fläche des S, T-Diagrammes unterhalb dieser Linie liegt, läßt sich nicht mehr in Arbeit umwandeln.

Wärmeausnützung in einer Auspuffmaschine. In Abb. 33 wurde durch Fläche $abcde$ maßstäblich der Fall dargestellt, wo eine Dampfmaschine mit gesättigtem Dampf von 8 at abs arbeitet. Die erwähnte Wagerechte wurde dabei ebenfalls maßstäblich in Höhe von $T_2 = 373$, also $t_2 = 100^0$, gezogen. Dies würde also einer Dampfmaschine entsprechen, bei welcher der Dampf, wenn er seine Arbeit im Zylinder verrichtet hat, ins Freie auspufft. Dampf von 1 at hat aber eine Temperatur von 100^0 C. Es wäre also in diesem Falle 100^0 C jene „niedrigste Temperatur", bei welcher die Wärmeabführung stattfindet. Der Teilbetrag, zu welchem die Wärme in einer solchen verlustlosen Auspuffmaschine ausgenützt wird, ergibt sich durch das Verhältnis des gestrichelten Teiles der Fläche $abcde$ zu der gesamten Fläche, läßt sich also durch einfaches Ausmessen dieser beiden Flächen im maßstäblich gezeichneten S, T-Diagramm feststellen.

Wärmeausnützung in einer Kondensationsmaschine. In Abb. 33 ist noch eine zweite Linie T'_2 eingezeichnet, entsprechend einer Temperatur von $273 + 50 = 323^0$ abs, wie sie dem Inneren eines Kondensators entspricht, in welchem eine Spannung von 0,12 at abs herrscht.

Wie man sieht, wird durch Anwendung eines solchen Kondensators die Wärmeausnützung zwar verbessert, man erkennt aber auch aus der Figur sehr deutlich, daß diese Verbesserung der Wärmeausnützung sich in recht bescheidenen Grenzen hält. Wie gering die Wärmeausnützung selbst unter der Voraussetzung sein würde, daß man im Inneren des Kondensators eine Temperatur von 0° C dauernd erhalten könnte, wurde oben in dem auf S. 91 durchgerechneten Beispiele zahlenmäßig gezeigt. Man erhielte dieselben Werte, wenn man in Abb. 33 die Wagerechte durch den Anfangspunkt *b* der linken Grenzlinie ziehen und die betreffenden Flächen ausmessen würde.

Unmöglichkeit besserer Wärmeausnützung. Wollte man die Wärme noch besser ausnützen, so bliebe, wie die Abbildung erkennen läßt, nichts anderes übrig, als mit der Temperatur T_2 immer weiter herunterzugehen. Eine vollständige Umwandlung der Wärme in Arbeit wäre also nur möglich, wenn die Abführung der Wärme bei der Temperatur des absoluten Nullpunktes stattfinden könnte, was eben nicht ausführbar ist. Es wird vielleicht zunächst nicht recht einleuchten, daß man Wasser von 0°, sagen wir durch Verbrennung von Kohle, verdampft, und daß dann eine vollständige Umwandlung dieser Wärme in Arbeit erst möglich sein soll bei der Temperatur des absoluten Nullpunktes. Man kann dem Verständnis aber näher kommen, wenn man sich die ganze Dampfkesselanlage in kältere und immer kältere Gegenden versetzt denkt. Je kälter die Gegend ist, eine um so tiefere Temperatur T_2 steht für die Wärmeabführung zur Verfügung, um so größer ist aber auch, wie die Abbildung zeigt, der Teilbetrag der in Arbeit umwandelbaren Wärme.

Vorteil hoher Dampfspannungen. In die beiden Grenzkurven Abb. 34 seien noch einmal aus Abb. 32 die beiden Wagerechten für 3 und für 12 at abs, sowie ferner die Wagerechte für eine absolute Temperatur $T_2 = 273 + 50$ eingetragen. Die Fläche unterhalb der Linien 3 und 12 stellen in bereits bekannter Weise die Gesamtwärme für gesättigten Wasserdampf von 3 und 12 at abs dar. Man erkennt aber aus der Abbildung sofort: Trotzdem die Gesamtwärme (λ!) in beiden Fällen ungefähr gleichgroß ist, er-

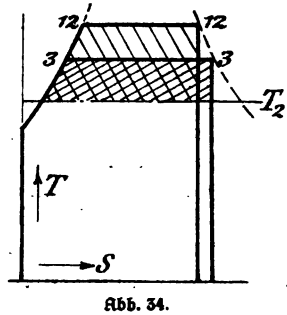


Abb. 34.

gibt Dampf von 12 at eine hochwertigere Energie als Dampf von 3 at, da die Fläche, welche die Gesamtwärme für Dampf von 12 at darstellt, schmaler, dafür aber höher ist, als die Fläche der Gesamtwärme für 3 at, und deswegen mit einem größeren Anteile über die Ausnützungslinie T_2 hinausragt. Man erkennt nun auch einen Vorteil der Anwendung von hochüberhitztem Dampf: die Überhitzungswärme stellt sich (Abb. 33) als eine schmale, hoch über die T_2-Linie hinausragende Fläche dar, sie ist also, wie wir sagen können, eine hochwertige Wärme.

Berechnung der Dampffeuchtigkeit bei adiabatischer Ausdehnung. Eine zwischen den beiden Grenzlinien des S, T-Diagrammes liegende Gerade $a \sim e$ gibt die obere Begrenzung des die Verdampfungswärme bei der betreffenden Dampfspannung (12 at) darstellenden Rechteckes (Abb. 35). Teilt man dieses Rechteck durch eine in der Mitte gezogene Senkrechte in zwei gleiche Teile, so stellt die linke Hälfte offenbar nur die halbe Verdampfungswärme dar, d. h. im Punkte c ist erst $^1/_2$ kg Wasser in Dampf verwandelt. Teilt man also die obere Begrenzungslinie des Rechteckes in eine beliebige Anzahl von Teilen, so gibt jede einzelne Teilstrecke der Begrenzungslinie in ihrem Verhältnis zu der gesamten Linie geradezu an, wieviel Wasser bereits verdampft ist und wieviel von dem 1 kg Wasser noch in Form von Wasser (in dem Dampfe) vorhanden ist. So wäre z. B. (Abb. 35) im Punkte b die spezifische Dampfmenge oder, wie wir es S. 72 nannten, das Trockendampfgewicht 25 %, im Punkte c 50 %, im Punkte d 75 % usw. Nun entspricht im S, T-Diagramm einer adiabatischen Zustandsänderung eine senkrechte gerade Linie (vgl. Abb. 28 S. 94). Lassen wir also trocken gesättigten Dampf (Punkt e) sich von 12 at adiabatisch auf 1 at ausdehnen, fällen wir also (Abb. 35) vom Punkte e der Linie 12 at eine Senkrechte auf die Linie 1 at, so erhält man (Abb. 35) nicht mehr trockengesättigten Dampf, sondern Dampf von 1 at, der noch einen Teilbetrag $eg : fg$ unverdampftes Wasser enthält, also feucht ist. Ebenso erkennt man auch, daß der Teilbetrag der Feuchtigkeit sich ändert, wenn feuchter Dampf sich adiabatisch ausdehnt, denn während Punkt c die Hälfte der Linie 12 darstellte, ist dies bei Punkt c' in bezug auf Linie 1 nicht mehr der Fall, und wenn man

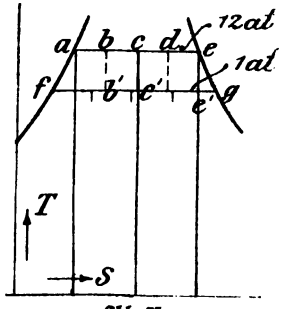


Abb. 35.

dasselbe bei Punkt *b* macht, erkennt man sehr deutlich, daß *fb'* einen größeren Bruchteil der Linie *fg* darstellt als 25 %. Es ergibt sich also das eigenartige Ergebnis: trockengesättigter Dampf, der sich adiabatisch ausdehnt, wird feucht, sehr feuchter Dampf, der sich adiabatisch ausdehnt, wird weniger feucht. Eine genau gleiche Überlegung zeigt, daß adiabatisch sich ausdehnender überhitzter Dampf allmählich seine Überhitzung verliert, schließlich trockengesättigt und später sogar feucht wird. Man braucht nur von einem Punkte einer Kurve im Überhitzungsgebiet (z. B. Abb. 33) eine Senkrechte nach abwärts zu ziehen, um die Richtigkeit des eben Gesagten bestätigt zu finden.

Siebenter Abschnitt.

Das J, S-Diagramm.

Erstes Kapitel.

Allgemeines.

Das *S*, *T*-Diagramm ist für manche Zwecke insofern unbequem, als in ihm bekanntlich Wärmemengen als Flächen dargestellt werden. Wir mußten daher, um z. B. die Wärmeausnützung unter bestimmten Voraussetzungen festzustellen, erst die Inhalte zweier Flächen ausmessen, was immerhin eine etwas umständliche Sache ist. Vorteilhafter in dieser Beziehung ist das sogenannte *J*, *S*-Diagramm von Mollier, welches auch noch eine Reihe anderer Berechnungen auf dem Gebiete der Theorie des Wasserdampfes ungemein vereinfacht und daher hier bezüglich seiner Entstehung und Verwendung näher besprochen werden soll. Wie das der Name schon besagt, werden hier Wärmeinhalt des Dampfes *i* (s. S. 66) und Entropie miteinander in Verbindung gebracht, und zwar wiederum so, daß die Entropiewerte von irgendeinem Nullpunkte aus (z. B. Wasser von 0° als Bezugspunkt) auf einer Wagerechten als Abszissen und die jeweilig dazugehörigen Werte von *i* als Ordinaten aufgetragen werden. Durch zweckmäßige Verbindung gewisser Punkte erhält man dann Scharen von einander kreuzenden Geraden und Kurven, die in ihrer Gesamtheit das sogenannte *J*, *S*-Diagramm bilden.

Wie schon auf S. 66 und S. 76 gezeigt wurde, unterscheidet sich der genaue Wert für *i* nur außerordentlich wenig vom Werte der Gesamtwärme λ, und da dieser geringe Unterschied selbst bei großem Maßstabe

des Diagrammes nicht zum Ausdruck kommen würde, sollen bei den folgenden Berechnungen an Stelle von i stets die entsprechenden Werte von λ eingesetzt werden, die für gesättigten Wasserdampf aus jeder Dampftabelle entnommen, für überhitzte Dämpfe aus λ in sehr einfacher Weise berechnet werden können (vgl. das Beispiel S. 76).

Zweites Kapitel.
Entstehung des Diagrammes.

Grenzkurve. Es war schon auf S. 91 gezeigt worden und hatte sich auch im S, T-Diagramm durch die rechte Grenzkurve ergeben, daß die Entropie von gesättigtem Wasserdampfe um so mehr zunimmt, je geringer die Spannung des Dampfes wird. Trägt man nun für die einzelnen Spannungen des trocken gesättigten Wasserdampfes die Entropiewerte als Abszissen, die zugehörigen Werte von i (oder λ) als Ordinaten auf — in Abb. 36 a. f. S. ist es für 20-, 2- und 0,1 at maßstäblich geschehen — und verbindet dann sämtliche Punkte, so erhält man eine schwach abfallende, in Abb. 36 stark gezeichnete Linie, die man wohl auch als Grenzkurve des J, S-Diagrammes zu bezeichnen pflegt. Nimmt nämlich in irgendeinem Punkte (sagen wir bei 2 at) das i zu, während S unverändert bleibt, so kann dieser Punkt nur überhitztem Dampfe angehören. Umgekehrt: wenn z. B. an der Stelle 0,1 at bei unverändertem S der Wert von i kleiner ist als in der Abbildung gezeichnet, so kann der Dampf nicht mehr gesättigt sein (vgl. auch Abb. 35!). Wir stellen daher fest: alle Punkte oberhalb der Grenzkurve bezeichnen Zustände überhitzten Dampfes, alle Punkte unterhalb der Grenzkurve Zustände feuchten Dampfes. Zu beachten wäre noch, daß der Nullpunkt der Entropie hier weit links außerhalb der Abbildung liegt, da der Teil des Diagrammes, welcher, wie sich später zeigen wird, am häufigsten benützt wird, von jenem Nullpunkte (Wasser von 0°) ziemlich weit entfernt liegt.

Das Gebiet der feuchten Dämpfe. Besitzt ein Dampf das Trockendampfgewicht x, d. h. enthält 1 kg Dampf x kg trockenen Dampf und demgemäß $(1 - x)$ kg Feuchtigkeit, so ist die Gesamtwärme dieses feuchten Dampfes (s. S. 73) $\lambda = q + x \cdot r$.

Die Entropie von Dampf in bezug auf Wasser von der Dampftemperatur war auf S. 87 gefunden zu $S = r/T$. Ist nun erst der Bruchteil x von 1 kg in Dampf verwandelt, so ist natürlich auch die Entropie kleiner und beträgt nur $x \cdot S = x\,(r/T)$. Nehmen wir das

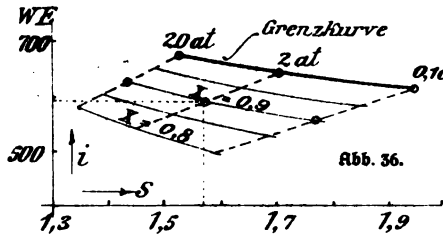


Abb. 36.

früher S. 87 berechnete Beispiel von Dampf von 3 at. Die Entropie betrug in dem angegebenen Falle $S = 1{,}276$. Ist nun das Trockendampfgewicht $x = 0{,}9$ kg, dann ist auch die Entropie nur $0{,}9 \cdot 1{,}276 = 1{,}15$ und die Entropie in bezug auf Wasser von 0° als Endzustand (s. S. 90):

$$S = 0{,}397 + 1{,}15 = 1{,}547.$$

Das zugehörige i (oder λ) ist nach der angegebenen Formel:

$$= 133{,}9 + 0{,}9 \cdot 518{,}13 = 600{,}2 \text{ WE}.$$

Die zusammengehörigen Werte für einen Dampf von 3 at bei einer spezifischen Dampfmenge oder einem Trockendampfgewicht von 0,9 sind demnach $S = 1{,}547$ und $i = 600{,}9$, so daß also in dem für i und für S gewählten Maßstabe der betreffende Punkt im J, S-Diagramm eingetragen werden kann. In genau derselben Weise lassen sich nun für $x = 0{,}9$ die zusammengehörigen Werte von S und i bei anderen Spannungen berechnen. In Abb. 36 ist das wieder für die 3 Punkte 20-, 2- und 0,1 at angedeutet. Für 2 at sind z. B. die betreffenden zusammengehörigen Werte $S = 1{,}57$, $i = 594{,}5$. Genau dasselbe läßt sich dann machen für $x = 0{,}85$; $x = 0{,}8$ usw. Man erhält auf diese Weise eine Schar von Kurven, die eine ähnliche Form haben wie die Grenzkurve und natürlich unterhalb von ihr liegen. Verbindet man dann durch Linien auch noch alle die Punkte auf den eben gefundenen Kurven, welche gleichen Spannungen entsprechen — in der Abbildung ist das mit den Punkten für 20-, 2- und 0,1 at geschehen —, so erhält man, was sich durch eine einfache mathematische Untersuchung auch theoretisch beweisen läßt, eine weitere Schar von schrägen, aber geraden Linien.

Das Gebiet der überhitzten Dämpfe. Die Gesamtwärme und damit auch i für überhitzten Wasserdampf war früher (S. 76) berechnet worden, ebenso (S. 91) die Entropie mit Wasser von 0° als Bezugspunkt. Bei Dampf von 8 at abs und einer Überhitzung auf 300° C waren z. B. gefunden worden die hier zusammengehörigen Werte

$$i' = \lambda' = 731{,}96 \text{ WE} \quad \text{und} \quad S = 1{,}728.$$

In derselben Weise lassen sich nun (Abb. 37) bei überhitztem Dampfe

von 8 at abs zusammengehörige Werte für 200°, 250° C usw. berechnen, dasselbe läßt sich dann machen bei überhitztem Dampfe von 7, 6, 5 at usw. (in Abb. 37 z. B. für 1 at) für dieselben Überhitzungstemperaturen. Man erhält auf diese Weise einmal die von der Grenzkurve aus steiler ansteigenden Kurven für gleiche Spannung und endlich die mehr wagerecht liegenden flachen Kurven, welche die Punkte gleicher Temperaturen verbinden.

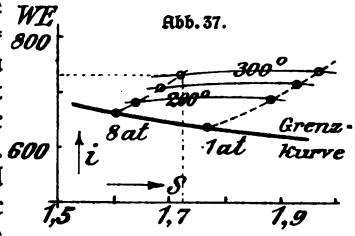


Abb. 37.

Das Gesamtdiagramm. In der oben geschilderten Weise sind nun von Mollier für eine große Anzahl von Spannungen, spezifischen Dampfmengen und Überhitzungstemperaturen die zusammengehörigen Werte berechnet, in einem bestimmten Maßstabe aufgetragen und daraus die früher beschriebenen Kurven gefunden worden, die dann zusammen das vollständige J, S-Diagramm ergeben, von welchem Abb. 38 (S. 107) ein besonders häufig benütztes Stück darstellt. Der Maßstab für die senkrecht aufgetragenen i in WE und für die wagerecht aufgetragenen Entropiewerte ist in der Abbildung angegeben. Der Nullpunkt der i und S ist fortgelassen, da er für die Benützung des Diagrammes unwesentlich ist. Vollständige J, S-Diagramme, in großem Maßstabe gezeichnet, ebenso wie vollständige S, T-Diagramme, sind käuflich im Buchhandel zu haben oder größeren Werken über mechanische Wärmetheorie (z. B. Schüle, Technische Thermodynamik, Berlin, J. Springer) beigegeben.

Drittes Kapitel.

Benützung des J, S-Diagrammes.

Bei der Benützung des J, S-Diagrammes zu praktischen Berechnungen ist in erster Linie zu beachten, daß bei allen adiabatischen Zustandsänderungen die Entropie unverändert bleibt, d. h. also zwei Punkte, welche die Zustände eines Dampfes vor und nach der adiabatischen Zustandsänderung bezeichnen sollen, müssen immer senkrecht übereinander liegen. Im folgenden sind nun eine Reihe von Fragen behandelt, die sich mit Hilfe des J, S-Diagrammes in leichter Weise beantworten lassen.

Veränderung in der Beschaffenheit des Dampfes bei adiaba-

tischen Zustandsänderungen. Dampf von 18 at abs, der auf 280° überhitzt ist, dehne sich in einer Dampfmaschine adiabatisch bis auf 2 at abs aus. In welchem Zustande befindet sich der Dampf am Ende dieser adiabatischen Zustandsänderung? — Man suche sich den Schnittpunkt der Kurve für 18 at und 280° auf, Punkt *a* Abb. 38, und ziehe von diesem Punkte aus eine Senkrechte nach abwärts so weit, bis sie die Kurve für 2 at trifft (Punkt *b*). Der betreffende Punkt liegt, wie das Diagramm zeigt, etwa in der Mitte der Kurve für die spezifische Dampfmenge von 0,95 und 0,9, der Dampf ist also am Ende jener adiabatischen Zustandsänderung nicht mehr überhitzt, sondern feucht und hat ein Trockendampfgewicht von etwa 0,925 kg.

Leistung und Dampfverbrauch der „verlustlosen" Dampfmaschine. In eine mit Kondensation arbeitende Dampfmaschine oder Dampfturbine trete der Dampf mit 18 at und 280° C ein. Die Spannung im Kondensator sei 0,2 at abs. Welche Leistung könnte mit 1 kg Dampf in einer solchen Maschine erzielt werden, wenn es möglich wäre, eine rein adiabatische Ausdehnung in der Maschine zu erzielen und sämtliche Verluste zu vermeiden. Den Wärmeinhalt von 1 kg Dampf in WE beim Eintritt in die Maschine gibt die Größe der Ordinate des Punktes *a*, den Wärmeinhalt beim Eintritt in den Kondensator nach adiabatischer Ausdehnung gibt Punkt *c*. Der Wärmeverbrauch für je 1 kg Dampf während der gesamten adiabatischen Zustandsänderung wird also dargestellt durch die Länge der Strecke *ac*. Im Maßstabe der Ordinaten gemessen gibt $ac = 180$ WE/kg oder nach dem ersten Hauptsatze eine Arbeit von $180 \cdot 427 = \sim 77000$ mkg für jedes kg Dampf.

Für jedes in der sek verbrauchte kg Dampf könnte die Maschine also theoretisch eine Leistung abgeben von $\frac{77000}{75} = 1027$ *PS*, oder umgekehrt: Da eine Pferdestärkenstunde ($1\,PS$-std) $= 75 \cdot 60 \cdot 60 = 270000$ mkg ist, so betrüge der Dampfverbrauch für die *PS*-std bei einer solchen idealen, oder wie man sie auch nennt verlustlosen Maschine

$$\frac{270000}{77000} = \sim 3{,}5 \text{ kg}/PS\text{-std}.$$

Thermischer Wirkungsgrad einer verlustlosen Dampfmaschine. Es sei wieder angenommen eine Eintrittsdampfspannung von 18 at abs bei 280° C und eine Kondensatorspannung von 0,2 at abs. Der Dampfverbrauch für die *PS*-std bei der unter den angegebenen Verhältnissen arbeitenden verlustlosen Maschine war eben zu 3,5 kg ge-

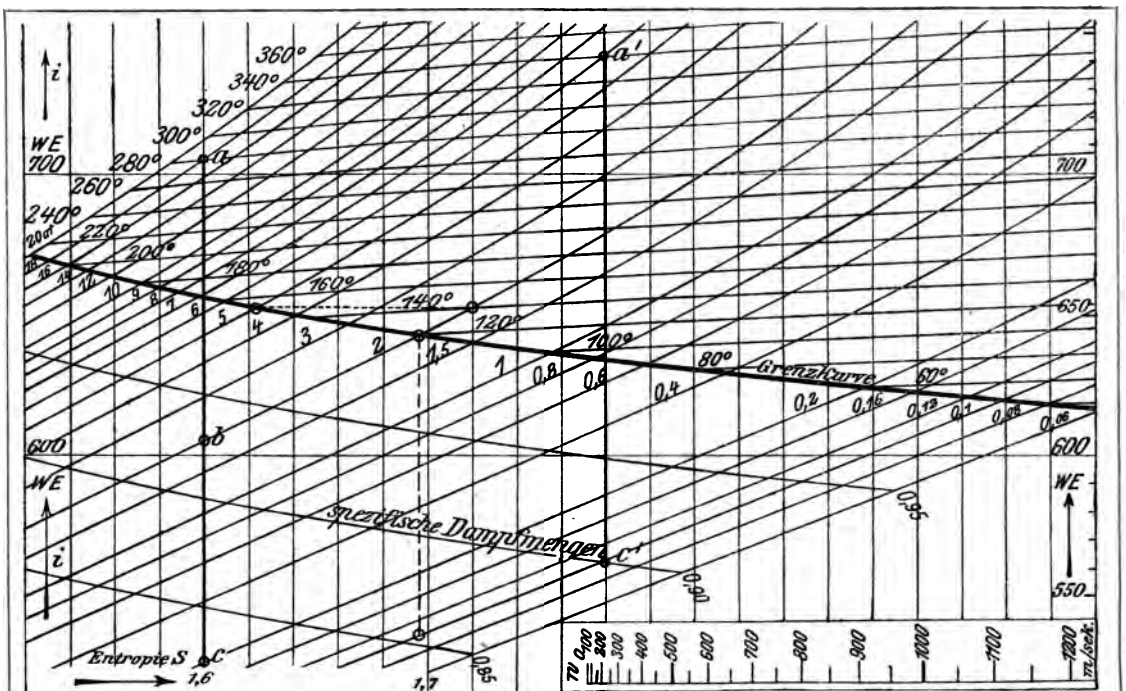

i
WE
700
600
550
360°
340°
320°
300°
280°
260°
240°
220°
200°
180°
160°
140°
120°
100°
80°
60°
a'
a
b
c
c'
Grenzcurve
Spezifische Dampfmengen
Entropie S
1,6
1,7
0,85
0,90
0,95
650
m/sek.

Abb. 38.

funden worden. Wie das Diagramm ergibt, enthält 1 kg des gegebenen Dampfes 705 WE. Da theoretisch 1 PS-std $= \frac{75 \cdot 60 \cdot 60}{427} = \sim 632$ WE, so ergibt sich

$$\eta_t = \frac{632}{3{,}5 \cdot 705} = 0{,}256.$$

In Wirklichkeit wird der Dampfverbrauch größer, η_t somit geringer sein und dürfte bestenfalls etwa 0,15 betragen, d. h. rund 60% des Wirkungsgrades der verlustlosen Maschine, wie er sich unter den gegebenen Verhältnissen aus dem J, S-Diagramm ergibt.

Wert von hoher Überhitzung. Eine verlustlose Dampfturbine arbeite mit Eintrittsdampf von 6 at abs bei 340° C Überhitzungstemperatur. Die Kondensatorspannung betrage 0,1 at abs. Wie groß ist hier der Dampfverbrauch für die PS-std und der thermische Wirkungsgrad? Ein Aufsuchen der beiden Punkte a', c' im J, S-Diagramm und Nachmessen ihrer senkrechten Entfernung ergibt, daß diese Entfernung und damit auch der Wärmeverbrauch (und die Arbeitsleistung!) für je 1 kg in der Maschine verbrauchten Dampfes genau so groß ist, wie in dem obenberechneten Beispiele mit Dampf von 18 at und 280° C. Man erkennt hier deutlich, daß eine verhältnismäßig geringe Steigerung der Überhitzung und Verbesserung der Kondensation eine viel wesentlichere Rolle spielt als eine erhebliche Steigerung der Eintrittsspannung. Während die absolute Dampfeintrittsspannung im obigen Falle das Dreifache betrug, ist die Überhitzung hier im zweiten Falle nur von 280° auf 340° gesteigert, der Druck im Kondensator von 0,2 auf 0,1 at vermindert und doch mit demselben Dampfgewicht dieselbe Arbeitsleistung erzielt worden.

Wirtschaftlichkeit von Abdampfturbinen. Im Maschinenbau spielen neuerdings eine große Rolle Dampfturbinen, welche mit Dampf von sehr geringer Spannung (1,5—2 at abs) betrieben werden. (Näheres darüber s. des Verfassers Neuere Wärmekraftmaschinen II AMuG. Bd. 86.) Auf den ersten Augenblick scheint es, als wenn derartige Turbinen für jedes kg verbrauchten Dampfes nur eine ganz geringe Leistung ergeben könnten. Ein Blick auf unser J, S-Diagramm belehrt uns eines Besseren: Nehmen wir an, jener Dampf von 2 at abs sei bei Eintritt in die Turbine trocken gesättigt, die Spannung im Kondensator betrage 0,1 at, dann ließe sich nach dem J, S-Diagramm theoretisch bei rein adiabatischer Ausdehnung mit jedem kg Dampf ein Wärmegefälle von 105 WE/kg erzielen (gestrichelte senkrechte Linie). Ein

Vergleich ergibt, daß man dasselbe Wärmegefälle erhält, wenn man z. B. Eintrittsdampf von 14 at bei 320° und als Endspannung 1,5 at abs wählt. Nach der oben angestellten Berechnung wäre in beiden Fällen für einen sekundlichen Dampfverbrauch von je 1 kg

$$N = \frac{105 \cdot 427}{75} = \sim 600\ PS.$$

Berechnung der Ausström-Geschwindigkeit aus Düsen. Abb. 39 stelle zwei sehr große Räume vor, in welchen sich Dampf von dauernd gleichbleibender Spannung befinde. Die Spannung im Raume a sei größer als die im Raume b. In der Zwischenwand befinde sich eine sogenannte Düse, durch welche vermöge des Druckunterschiedes Dampf von a nach b strömt. Die Düse sei so geformt, daß in ihr eine rein adiabatische Ausdehnung stattfindet. Es fragt sich, welche Geschwindigkeit hat der Dampf beim Austritt aus der Düse. Bezeichnet man den Wärmeinhalt von 1 kg Dampf im Raume a mit i, den entsprechenden Wärmeinhalt im Raume b mit i_0, so herrscht in der Düse ein Wärmegefälle $(i - i_0)$ WE, entsprechend (nach dem ersten Hauptsatze) einem Arbeitsvermögen von $(i - i_0) \cdot 427$ mkg für jedes kg durchströmenden Dampfes. Dieses Arbeitsvermögen muß sich, wenn man von Verlusten absieht, nach dem bekannten Gesetz von der Erhaltung der Energie wiederfinden in der lebendigen Kraft, welche jedes kg durchströmenden Dampfes erlangt hat. Unter lebendiger Kraft versteht man aber bekanntlich das Produkt $^1/_2\, m c^2$, wobei m die Masse, c die Geschwindigkeit des bewegten Körpers ist. Masse ist aber Gewicht geteilt durch Erdbeschleunigung, im vorliegenden Falle also $m = \frac{1}{g}$, während c die gesuchte Geschwindigkeit ist. Man erhält demnach

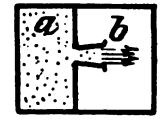


Abb. 39.

$$(i - i_o)\, 427 = \frac{c^2}{2g} \quad \text{oder} \quad c = \sqrt{2g \cdot 427\,(i - i_o)} = 91{,}5\sqrt{i - i_o}.$$

Man hat nun weiter nichts nötig, als aus dem J, S-Diagramm den betreffenden Wert $(i - i_0)$ in WE festzustellen und in die Formel einzutragen. Als Beispiel seien dieselben Verhältnisse gewählt, wie oben bei der Dampfturbine: Eintrittsdampf sei trockengesättigter Dampf von 2 at (Spannung im Raume a). Kondensatorspannung (Spannung im Raume b) sei 0,1 at. Wie wir oben festgestellt hatten, beträgt hier $i - i_0 = 105$ WE. Die Geschwindigkeit des Dampfes beim Austritt aus der Düse wäre also theoretisch $c = 91{,}5\sqrt{105} = 940$ m/sek.

Die Berechnung dieser Ausströmgeschwindigkeit spielt bei Dampfturbinen eine bedeutende Rolle. Da nun die tatsächliche Ausdehnung des Dampfes in gut gearbeiteten Düsen der adiabatischen sehr nahe kommt, bildet das J, S-Diagramm für die Berechnung der Dampfturbinen ein vielgebrauchtes Hilfsmittel. Man kann sich daher für die verschiedenen Werte von $(i - i_0)$ nach der oben angeführten Formel geradezu einen Maßstab anfertigen, wie dies in der rechten unteren Ecke der Abb. 38 geschehen ist und hat dann nur nötig, irgendein Wärmegefälle in dem J, S-Diagramm abzumessen und diese aus dem Diagramm gefundene Strecke an jenen Maßstab anzulegen. Die dort eingeschriebenen Zahlen geben dann sofort die Geschwindigkeit, welche der Dampf beim Austritt aus einer solchen oben beschriebenen Düse angenommen hat. Ein Versuch mit diesem Maßstab entsprechend dem oben berechneten Beispiele zeigt die Einfachheit dieses Verfahrens und den Vorteil des J, S-Diagrammes.

Zustandsänderung des Dampfes bei Drosselung. In eine Rohrleitung, durch welche Dampf hindurchströmt, sei (Abb. 40) eine Scheibe eingesetzt mit einer Öffnung, welche kleiner ist als der Querschnitt des Rohres. Dann findet an dieser Stelle eine „Drosselung" statt. Wenn durch diese verkleinerte Öffnung in der Zeiteinheit dasselbe Dampfgewicht hindurchstreichen soll, wie durch den Rohrquerschnitt, so ist das nur dadurch möglich, daß die Geschwindigkeit erhöht wird. Eine solche Erhöhung der Geschwindigkeit ist aber, wie wir soeben bei den Düsen gesehen hatten, nur dadurch möglich, daß die Spannung des Dampfes vor der Scheibe (in der Strömungsrichtung) größer ist, als hinter der Scheibe. Man sagt, es wird ein Teil der Spannung in Geschwindigkeit umgesetzt. Von der erzeugten Strömungsenergie wird ein Teil durch die hinter der Scheibe sich bildenden Wirbel und Dampfstöße „vernichtet", d. h. in Wärme umgewandelt. Die Folge einer solchen Drosselung ist also erstens Verminderung der Spannung und zweitens Umwandlung eines Teiles der Strömungsenergie in Wärme, die in den Dampf übergeht. Theoretisch betrachtet stellen sich die Verhältnisse folgendermaßen dar: Vor der Scheibe besitzt jedes kg Dampf einen gewissen Wärmeinhalt i_1 und eine lebendige Kraft $\frac{1}{g} \cdot \frac{c_1^2}{2}$. Hinter der Scheibe sind die betreffenden Größen i_2 und $\frac{1}{g} \cdot \frac{c_2^2}{2}$. Lebendige Kraft

Abb. 40.

ist ein Arbeitsvermögen, eine Größe, die in mkg gemessen wird oder aber durch Multiplikation mit A in WE ausgedrückt werden kann. Da während des Hindurchströmens durch die Drosselscheibe Arbeit oder Wärme nach außen hin nicht abgegeben wird, so muß also sein

$$i_1 + A \cdot \frac{c_1^2}{2g} = i_2 + A\frac{c_2^2}{2g} \quad \text{und folglich} \quad i_1 - i_2 = \frac{A}{2g}(c_2^2 - c_1^2).$$

Da die Geschwindigkeit c_2 hinter der Drosselscheibe meist nur wenig größer ist als c_1 und außerdem $A/2g = \sim 0{,}00012$, also ein sehr kleiner Bruch ist, kann mit genügender Genauigkeit $i_1 - i_2 = 0$ oder $i_1 = i_2$ gesetzt werden.

Im J, S-Diagramm sind die i die Ordinaten. Wenn also z. B. ein Dampf von 5 at abs trocken gesättigt ist und seine Spannung durch Drosselung auf 2 at vermindert wird, so bleibt nach den eben angestellten Betrachtungen der Wärmeinhalt der gleiche. Zieht man daher (Abb. 38) von dem Punkte, in welchem die Grenzkurve die Kurve für 5 at schneidet, eine wagerechte gerade Linie (i soll unverändert bleiben!) bis dahin, wo sie die Kurve für 2 at trifft (gestrichelte wagerechte Linie Abb. 38), so sieht man sofort aus dem Diagramm, daß dieser Endpunkt der Wagerechten im Überhitzungsgebiet liegt und zwar etwa bei dem Schnittpunkt der Kurven für 2 at und der Temperaturkurve von 140°. Da gesättigter Dampf von 2 at nur eine Temperatur von 120° hat, erhält man also durch die Drosselung in diesem Falle Dampf, der um etwa 20° überhitzt ist.

Zieht man in ähnlicher Weise eine Wagerechte von irgend einem Punkte unterhalb der Grenzkurve quer durch die Grenzkurve hindurch, so erkennt man, daß feuchter Dampf durch entsprechende Drosselung getrocknet, ja sogar überhitzt werden kann. Bis zu welcher Spannung er heruntergedrosselt werden muß, um getrocknet oder gar überhitzt zu werden, ist durch Ziehen einer entsprechend langen Wagerechten mit Leichtigkeit aus dem J, S-Diagramm zu entnehmen.

Sachregister.

Abdampfturbinen 108
Absoluter Druck 6
Absolute Temperatur 16
Adiabatische Zustandsänderung 34
Adiabate im S, T-Diagramm 94
Äquivalent 25
Allgem. Zust.-Gleichung für Gase 20
— für Dämpfe 73
Arbeitsleistung 9, 12
Atmosphäre 4
Ausströmgeschw. in Düsen 109

Barometer 5
Bezugspunkt 83
Boyle 10, 18

Carnots Prozeß 38, 42, 52
— im S, T-Diagramm 95
Clausius 46, 82

Dämpfe, Erklärung 52
Dampf, feuchter 71
— gesättigter 55
— trockener 56
— überhitzter 56, 73
— feuchtigkeit bei adiab. Zustandsänderungen 101
— wärme 65
Diagramm 13
— P, v- 8
Dieseldiagramm 39
Drosselung von Dampf 110
Druck, absoluter und Über- 6
— messung 4
Düsen, Dampfgeschw. in 109

Endzustand 83
Energie 78, 86
— des Dampfes 65
— hochwertige 86, 101
Entropie 82
— berechnung 87
— -Temperatur,Diagramm für Wasserdampf 98
— zuwachs 83
Entwertung von Energie 93

Feuchter Dampf 71, 101, 103
Flächeneinheitsdruck 3

Flüssigkeitswärme 64
— im S, T-Diagramm 96

Gaskonstante 19, 27
Gay-Lussac 16, 18
Gesättigter Dampf 55
Gesamtwärme 65
Grenzkurve im J, S-Diagramm 103
— im S, T-Diagramm 97, 98

Hauptsatz, erster 24
— zweiter 32, 47

Isotherme bei Dämpfen 60
— bei Gasen 11, 30
— im S, T-Diagramm 94

Kältemaschine 47
kg-Volumen 1
Kolbengebläse 22
Kompressionskältemaschine 48
Kondensator bei Dampfmaschinen 6
— bei Kältemaschinen 49
Kreisprozeß 32, 38
Kritischer Punkt 61
Kritische Temperatur 61

Latente Wärme 65
Luftdruck 4
— verdichtung 13, 15
Lynens Vergleich 85

Manometer 7
Mariotte 10, 18
Mehrstufige Luftverdichtung 15

Paradoxon der Wärmetheorie 50
P, v-Diagramm 8

Quecksilberbarometer 5

Raumschaffungsarbeit 63
Regulierventil bei Kältemasch. 49

Sattdampf 55
Spezifisches Gewicht 3
— von Luft 21
— von Gasen 26

Spezifische Wärme überhitzten Dampfes 74
S, T-Diagramm 93
Streichholzwärme 26

Tabelle f. ges. Wasserdämpfe 68
Temperatur, absolute 16
— bei adiabat. Zustandsänderungen 37
— kritische 61
Thermischer Wirkungsgrad 33, 42, 106
Trockener Dampf 56

Überdruck 6
Überhitzter Dampf 56, 73, 98, 104
Überhitzung, Wert hoher 108
Umkehrbare Zustandsänderungen 76
Umwandlungszahl 25, 27

Verdampfer bei Kältemasch. 49
Verdampfungswärme 64
— im S, T-Diagramm 97
Verlustlose Dampfmasch. 106
Viertaktdiagramm 39
Volumen von Luft 19, 21

Wärmeäquivalent 25
— ausnützung in Dampfmasch. 99
— bezeichnungen bei Dampferzeugung 64
— inhalt des Dampfes 66, 102
— mengen im S, T-Diagramm 95
— pumpe 49
— zuführung 29
Wassersäule 5
Wirkungsgrad, thermischer 33, 42, 106

Zeuner 46
Zustand eines Gases 1
Zustandsänderungen 8, 28
— umkehrbare 76
— Wärmebedarf bei 31
Zustandsgleichung, allgemeine für Dämpfe 73
— für Gase 20

Druck von B. G. Teubner in Dresden.

Vom Verfasser des vorliegenden Bändchens sind ferner in derselben Sammlung erschienen:

Die Dampfmaschine

I. Wirkungsweise des Dampfes in Kessel und in der Maschine. 3. Auflage. Mit 37 Abbildungen. (Bd. 393.)

„...Außer den nicht technisch vorgebildeten Besitzern von Dampfmaschinen wird auch den angehenden Technikern und Ingenieuren vor ihrem eigentlichen Eintritt in das Fachstudium das kleine Büchlein eine willkommene Gabe sein, indem sie vorläufig genügende Aufklärung über das Ineinandergreifen der verschiedenen Vorgänge bei der Arbeitserzeugung in der Dampfmaschine finden." (Archiv f. Eisenbahnwesen.)

II. Ihre Gestaltung und ihre Verwendung. Mit 95 Abbildungen u. 1 Tafel. (Bd. 394.)

An der Hand einer großen Zahl sorgfältigst ausgewählter Abbildungen werden nach einer kurzen Einleitung, welche die Wirkungsweise des Dampfes im Zylinder der Maschine kurz ins Gedächtnis zurückruft, zunächst die wesentlichsten Bauarten der Kolbendampfmaschine im allgemeinen besprochen. Es folgt dann eine genauere Behandlung der wichtigsten Schieber- und Ventilsteuerungen sowie des Zweckes und der baulichen Gestaltung von Kondensator-Rückkühlwerken, Schwungrädern und Regulatoren. Im II. Teile des Buches zeigt der Verfasser, welch mannigfaltige Gestaltung die Kolbendampfmaschine hat und wie sie als Betriebsmaschine, Lokomobile, Lokomotive, Schiffsmaschine, Fördermaschine, Walzenzugmaschine usw. jede andere Kraftmaschine an vielseitiger Verwendbarkeit und unbedingter Betriebssicherheit übertrifft.

Die neueren Wärmekraftmaschinen

I. Einführung in die Theorie u. den Bau der Gasmaschinen. 4. Aufl. Mit 42 Abbildungen. (Bd. 21.)

Nach kurzer Erläuterung der für das Verständnis des Wesens der Maschinen nötigen Fachausdrücke und Hauptgesetze werden unter steter Berücksichtigung der neuesten technischen Errungenschaften die verschiedenen Betriebsmittel, wie Leuchtgas, Kraftgas usw., die Viertakt- und Zweitaktwirkung, das Wichtigste über die Bauarten der immer wichtiger werdenden Gas-, Benzin-, Benzol-, Petroleum- und Spiritusmaschinen, sowie der Wärmemotor Patent Diesel dargestellt.

II. Gaserzeuger, Großgasmaschinen, Dampf- und Gasturbinen. 3. Auflage. Mit 45 Abbildungen. (Bd. 86.)

Der Verfasser behandelt die einzelnen Maschinengattungen mit Rücksicht auf ihre Vorteile und Nachteile, wobei im zweiten Teil, nach Erklärung der grundlegenden Art und Weise, in welcher durch bewegten Wasserdampf überhaupt Arbeit geleistet werden kann, der Versuch unternommen ist, eine möglichst einfache Einführung in die Theorie und den Bau der Dampfmaschine zu geben.

Maschinen-Elemente

Mit 175 Abbildungen. 2. Aufl. (Bd. 301.)

Gibt an der Hand zahlreicher, teils schematischer, teils photographischer Abbildungen eine für jeden verständliche Übersicht über die gleichen Funktionen dienenden gleichartigen Teile, aus denen die verschiedenen Maschinen zusammengesetzt sind, ihre Bauart, ihre Anwendung und Wirkungsweise: Die Verbindungen dienenden Teile (Keile, Nieten, Schrauben), die drehenden Bewegungen dienenden Teile (Zapfen, Achsen, Welle, Kuppelungen und Lager, Reibungsräder und Zahnräder), die verschiedenen Übertragungsgetriebe (Riemen-, Drahtseiltrieb, wie Kurbelgetriebe), endlich die verschiedenen Arten der Röhren und Ventile. Das Bändchen ist ein wertvoller Berater für die Praxis sowohl als auch für die Schüler technischer Lehranstalten, denen es eine bisher in der Literatur fehlende Einführung in das grundlegende Gebiet jedes technischen Studiums bietet.

Hebezeuge

Das Heben fester, flüssiger und luftförmiger Körper. Mit 67 Abbildungen. (Bd. 196.)

Will an der Hand zahlreicher einfacher Skizzen das Verständnis für die Wirkung der Hebezeuge einem weiteren Kreise zugänglich machen. So werden behandelt die Hebe-Vorrichtungen fester, flüssiger und luftförmiger Körper nach dem neuesten Stand der Technik, wobei wichtigere Abschnitte, wie Hebel und schiefe Ebene, Druckwasserhebevorrichtungen, Zentrifugalpumpen, Gebläse usw. besonders eingehend behandelt sind.

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Thermodynamics. An introductory treatise dealing mainly with first principles and their direct applications by C. H. Bryan, Sc. D., J. R. S. Professor of pure and applied mathematics in the University College of North Wales; formerly fellow of St. Peter's College Cambridge, England. In Leinwand geb. M. 7.—

Grundlagen der Theorie u. des Baues der Wärmekraftmaschinen. Aus dem Englischen von Dr. Alfred Musil, Professor an der k. k. Deutschen Technischen Hochschule zu Brünn. Zugleich autorisierte, erweiterte deutsche Ausgabe des Werkes „The steam-engine and other heat-engines" von J. A. Ewing, Professor an der Universität Cambridge. Mit 302 Figuren. In Leinw. geb. M. 20.—

„. .Somit haben wir ein Werk, von seltener Vollständigkeit und Abrundung vor uns, welches nicht nur dem angehenden Ingenieur, sondern auch jedem mit einigen physikalischen Kenntnissen ausgerüsteten Gebildeten warm empfohlen werden kann. (Archiv f. Mathematik u. Physik.)

Bau der Dampfturbinen. Von Hofrat Prof. Dr. Alfred Musil in Brünn. Mit zahlreichen Abbildungen. In Leinwand geb. M. 8.—

„Der Verfasser behandelt in acht Abschnitten die Dampfturbinensysteme im allgemeinen, die Vorgänge in den Dampfdüsen sowie die konstruktiven Ausführungen der Laval-, Parsons-, Zoelly-, Riedler-Stumpf-, Curtis- und Rateau-Turbinen. Das 233 Seiten starke Buch ist durch 102 sehr gute und deutliche Figuren illustriert und von der Verlagsbuchhandlung recht gefällig ausgestattet. Es sei hiermit allen Fachgenossen wärmstens empfohlen."
(Zeitschr. d. Österr. Ingen.- u. Architekten-Vereins.)

Lehrbuch der Motorenkunde. V. J. W. Mayer. Zum Gebrauch f. gewerbl. u. fachl. Fortbildungsschulen bearb. v. E. Czap. Mit 149 Fig. Geb. M. 2.—

„Dieses Buch ist eine ganz vorzüglich klar und präzis geschriebene Arbeit, die für jede einzelne Motorenart die gerade für sie charakteristischen Merkmale hervorhebt. Die Abbildungen sind zweckentsprechend ausgewählt."
(Industrieller Anzeiger.)

Die Lehre von der Wärme. Gemeinverständlich dargestellt von Dr. Richard Börnstein, Professor an der Universität Berlin. Mit 33 Abbildungen. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Börnsteins Werk ist nachzurühmen, daß es nicht eine trockene akademische Abhandlung ist, sondern durch die ständigen Beziehungen, die es mit dem praktischen Leben und den Anwendungen unterhält, frisches Leben erhält, das den Stoff naturgemäß dem einfachen Leser viel näher führt als sonst."
(Neuland d. Wissens.)

Mechanik. Von Kaiserlichem Geh. Reg.-Rat A. v. Ihering. 3 Bände. Geh. je M. 1.—, geb. je M. 1.25.

Band I: Die Mechanik der festen Körper. Mit 61 Abb. Band II: Die Mechanik der flüssigen Körper. Mit 34 Abb. Band III: Die Mechanik der gasförmigen Körper. [In Vorb.]

„Die zahlreichen Anwendungsbeispiele, die zum größten Teil aus dem Gebiete der Technik gewählt sind, sichern dem Büchlein das Interesse aller derer, die eine Orientierung auf dem Gebiete wünschen, und machen es auch als Einführung für ein eingehenderes Studium der Mechanik geeignet."
(Naturwissenschaftliche Rundschau.)

Aufgabensammlung aus der Mechanik. Von Prof. N. Schmitt. Bd. 1. Bewegungslehre u. Statik. Bd. 2. Dynamik. Geh. je M. 1.—, geb. je M. 1.25. [U. d. Presse.]

Maschinen und Apparate der Starkstromtechnik, ihre Wirkungsweise und Konstruktion. Von Elektroingenieur G. W. Meyer. Mit 772 Fig. Geh. M. 15.—, geb. M. 16.— I. Teil: Gleichstrom. II. Teil: Wechselstrom.

Betrieb von Fabriken. Von Geh. Finanzrat Dr. F. W. R. Zimmermann, Fabrikdirektor A. Johanning, Stadtrat H. von Frankenberg und Geh. Regierungsrat Dr. R. Stegemann. Geh. M. 8.—, in Leinwand geb. M. 8.60.

„Das Werk ist geeignet, einen Überblick über die wirtschaftliche und technische Seite des Fabrikbetriebes zu geben, und kann jedem Gebildeten, besonders dem Ingenieur, zur Orientierung über das Fabrikwesen empfohlen werden. Er wird daraus eine Fülle von Anregung und Belehrung schöpfen."
(Dinglers Polytechnisches Journal.)

Die Metalle. V. Prof. Dr. K. Scheid. 3. Aufl. M. 11 Abb. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Das vorliegende Bändchen stellt eine für den Nichtfachmann geschriebene, lichtvolle Einführung in das Reich der Metalle dar und bietet dem Leser einen ausgezeichneten Überblick über dieses große Gebiet." (Zeitschrift des Oberschlesischen Berg- u. Hüttenmännischen Vereins.)

Das Eisenhüttenwesen. Von Geh. Bergrat Prof. Dr. H. Wedding. 4. Aufl. Mit 15 Fig. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Das kleine Buch ist hervorragend geeignet zum Studium des Eisenhüttenwesens. Es gibt trotz seines geringen Umfangs einen auch dem Laien leicht verständlichen und trotzdem streng wissenschaftlichen vollständigen Überblick über die Hüttenkunde. (Archiv für Eisenbahnwesen.)

Technisches Zeichnen. Von Regierungs- u. Gewerbeschulrat Prof. Horstmann. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25. [In Vorb.]

Grundlagen der Elektrotechnik. Von Dr. A. Roth. Mit 72 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Die Auswahl des Stoffes und die Darstellungsweise sind durch das Bedürfnis des Anfängers bestimmt. Die Darstellung ist darauf gerichtet, bei dem Leser vor allem ein Empfinden für den gesetzmäßigen Zusammenhang der Erscheinungen zu wecken.

Die elektrische Kraftübertragung. Von Ing. P. Köhn. Mit 137 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Eine gediegene Arbeit, die in ihrer treffenden Kürze und in ihrer leichtfaßlichen und dabei doch streng sachlichen Darstellung allen willkommen sein wird, die sich über die wissenschaftlichen Grundlagen und die technischen Mittel und Einrichtungen der Kraftübertragung mittels des elektrischen Stromes unterrichten wollen." (Rundschau für Technik und Wirtschaft.)

Ratgeber für die technischen Berufe. Hrsg. vom Deutschen Ausschuß für technisches Schulwesen. Zunächst ist erschienen: Die Ausbildung für den technischen Beruf in der mechanischen Industrie. (Maschinenbau, Schiffbau, Elektrotechnik.) 2. Aufl. Preis 50 Pf.

In Vorb. befinden sich: Ratgeber für Architektur und Baugewerbe — für Bergbau und Hüttenwesen — für die chemische Industrie. — Die Sammlung wird weiter fortgesetzt.

Mathematische und technische Tabellen. V. Prof. M. Girndt, Ober-Ing. a. D. A. Liebmann u. Dr.-Ing. H. Nitzsche. M. 90 Fig. 2. Aufl. Geb. M. 2.30.

Praktische Mathematik. Von Dr. R. Neuendorff. In 2 Teilen. Geh. je M. 1.—, geb. je M. 1.25.

I. Teil: Graphisches und numerisches Rechnen. Mit 69 Fig. im Text u. 1 Tafel. II. Teil: Geometrische Konstruktionen, Perspektive, Ort-, Zeit- und Entfernungsberechnungen. [In Vorb.]

Analytische Geometrie der Ebene zum Selbstunterricht. Von Prof. Paul Crantz. Mit 55 Fig. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Die für den Selbstunterricht bestimmte leicht verständliche Darstellung führt namentlich durch Beigabe zahlreicher ausführlich gelöster Aufgaben rasch zu völliger Beherrschung des Stoffes.

Differential- u. Integralrechnung mit Berücksicht. d. prakt. Anwendung in der Technik. Von Dr. M. Lindow. Mit 42 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Sein lächerlich niedriger Preis ermöglicht es jedem, der irgend Lust und ein wenig Verständnis mitzubringen bereit ist, auf unterhaltsamem Pfade behaglich in die Gefilde der höheren Mathematik und damit des tieferen Verstehens der Geschehnisse einzudringen." (Prometheus.)

Einführung in die Infinitesimalrechnung. Von Prof. Dr. G. Kowalewski. 2. Aufl. Mit 22 Fig. Geh. M. 1.—, geb. M 1.25.

„Es ist nur zu wünschen, daß das treffliche Büchlein eine große Verbreitung finde, da es durch seine knappe, klare Fassung wie geschaffen dazu ist, die Kenntnis der hauptsächlichsten Lehren der Infinitesimalrechnung in strengster Form weiteren Kreisen zu übermitteln." (Monatsschr. f. Math. u. Physik.)

Der gewerbliche Rechtsschutz in Deutschland. Von Patentanwalt Bernhard Volksdorf. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Fabrikorganisation u. Selbstkostenberechnung. Von Prof. R. Rinkel. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25. [In Vorb.]

Am sausenden Webstuhl der Zeit. Übersicht über Wirkungen der Entwicklung der Naturwissenschaften und Technik auf das gesamte Kulturleben. Von Prof. Dr. W. Launhardt. 3. Aufl. Mit 16 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Ein geistreicher Rückblick auf die Entwicklung der Naturwissenschaften und der Technik, der die Weltwunder unserer Zeit verdankt werden, über die naturwissenschaftlichen Entdeckungen, die die Sinne verschärfen und vervollkommnen, wie über die Erfindungen, die unsere Herrschaft über den Raum in ungeahnter Weise ausgebreitet haben, die modernen Schußwaffen wie die Fernrohre, die Eisenbahnen, Dampfschiffe und Luftfahrzeuge.

Antike Technik. Sechs Vorträge von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. H. Diels. Mit 50 Abb. u. 9 Tafeln. Geh. M. 3.60, geb. M. 4.40.

„Wer sich einen seltenen Genuß verschaffen will, nehme das Buch von Diels zur Hand. Das Buch ist so fesselnd, daß es nicht viele geben wird, die es aus der Hand legen werden, ohne es sofort von Anfang bis zu Ende gelesen zu haben." (Dinglers Polytechnisches Journal.)

Bilder aus der Ingenieurtechnik. Von Baurat Kurt Merckel. Mit 43 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Mit Staunen wird der dem Stoffe fremde Leser erkennen, daß die Leistungen des Altertums nicht nur in der Architektur und Skulptur, sondern auch auf technischem Gebiete innerhalb der Grenzen des damaligen Naturerkennens hervorragend gewesen sind." (Dresdner Anzeiger.)

Das Perpetuum mobile. Von Dr. Frida Ichak-Rubiner. Mit 38 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Verf. greift aus der fast unerschöpflichen Fülle von Dokumenten über die Idee der ewigen Bewegung die bemerkenswertesten heraus und würdigt dieses Material zumeist an der Hand historisch interessanter Abbildungen vom Standpunkt der historischen Wissenschaft und in seiner kulturhistorischen Bedeutung." (Blätter für das bayrische Gymnasial-Schulwesen.)

Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit. Von Geh. Reg.-Rat Max Geitel. Mit 32 Abb. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

„Das Büchlein von Geitel das sich die Aufgabe stellt, einem großen Leserkreis die Achtung und Bewunderung vor technischen Meisterleistungen einzuflößen, ist mit Freuden zu begrüßen. Das Büchlein behandelt in frischer, lebendiger Form alle Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit. Man erfährt unglaublich viel des Wissenswerten und kann deshalb die Arbeit sowohl Technikern als auch technisch interessierten Laien bestens empfehlen." (Deutsche Techn.-Ztg.)

Hervorragende Leistungen der Technik. Von Prof. Dr. K. Schreber. I. Teil. Mit 56 Abb. In Leinwand geb. M. 3.—. II. Teil in Vorbereitung.

„Die Gründlichkeit, mit der der Verfasser die physikalischen Begriffe einführt, verdient in hohem Maße Anerkennung. Ich glaube, daß das Buch nicht nur für Schüler, sondern auch für ältere Leute, die sich gründlich über die Arbeitsweise und Fortschritte der Technik orientieren wollen von großem Werte ist." (Zeitschrift für mathemat. und naturwissensch. Unterricht.)

Die Geschütze. Von Generalmajor a. D. Karl Bahn. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25. (In Vorbereitung.)

Technik des Kriegswesens unter Redaktion v. Generalmajor M. Schwarte bearb. von M. Schwarte, O. Poppenberg, M. Schwinning, O. v. Eberhard, K. Becker, J. Schroeter, O. Kretschmer, L. Glatzel, A. Kerting. (Die Kultur der Gegenwart. Teil IV. Band 12. Hrsg. von Prof. P. Hinneberg.) Mit zahlr. Abb. Geh. M. 24.—, in Leinw. geb. M. 26.—, in Halbfr. geb. M. 28.—

„...Als stärksten Eindruck aber empfängt man, abgesondert von der reichen stofflichen Belehrung, aus dem Buche die Überzeugung, daß die Wehrmacht eines Volkes unlöslich mit dessen Gesamtkultur verknüpft ist und daher unter dem Gesichtspunkt eines allerersten Kulturfaktors zu schätzen ist." (München-Augsburger Abendzeitung.)

Der Krieg im Zeitalter des Verkehrs und der Technik. Von Major A. Meyer. Mit 3 Abb. u. 2 Tafeln. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Gibt einen allgemeinverständlichen Überblick über die ungeheuren Umwälzungen, welche die Entwicklung des modernen Verkehrswesens und der modernen Technik auf das Kriegswesen ausgeübt hat, wie sie bei dem Weltkrieg in die Erscheinung getreten sind, und schildert so unter Zugrundelegung historischer Beispiele aus frühester und neuester Zeit den Aufmarsch der Heere, das Suchen der Entscheidung, die Tätigkeit von Führer und Truppe im eigentlichen Kampf, sodann Heeresfuhrwesen und Etappendienst wie endlich den Festungskrieg.

Verlag von B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Aus Natur und Geisteswelt

Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen aus allen Gebieten des Wissens

Jeder Band ist einzeln käuflich

Geheftet M. 1.—, in Leinw. geb. M. 1.25

Verlag B. G. Teubner in Leipzig und Berlin

Verzeichnis der bisher erschienenen Bände innerhalb der Wissenschaften alphabetisch geordnet
Werke, die mehrere Bände umfassen, auch in einem Band gebunden erhältlich

I. Religion und Philosophie.

Ästhetik. V. Prof. Dr. R. Hamann. (Bd. 345.)
Aufgaben u. Ziele d. Menschenlebens. Von Prof. Dr. J. Unold. 4. Aufl. (Bd. 12.)
Bergson, Henri, der Philosoph moderner Relig. Von Pfarrer Dr. E. Ott. (Bd. 480.)
Berkeley siehe Locke, Berkeley, Hume.
Buddhas Leben und Lehre. Von weil. Prof. Dr. R. Pischel. 2. Aufl. von Prof. Dr. H. Lüders. Mit 1 Taf. (Bd. 109.)
Calvin, Johann. Von Pfarrer Dr. G. Soeder. Mit 1 Bildnis. (Bd. 247.)
Christentum. Aus der Werdezeit des Chr. V. Prof. Dr. J. Geffcken. 2. A. (Bd. 54.)
— **Christentum und Weltgeschichte** seit der Reformation. Von Prof. D. Dr. K. Sell. 2 Bde. (Bd. 297, 298.)
— siehe Jesus, Mystik im Christentum.
Einführung in die Philosophie, Theologie, Psychologie s. Philos., Theol., Psychol.
Ethik. Grundzüge der E. Von E. Wentscher. (Bd. 397.)
— siehe auch Aufgaben u. Ziele, sittl. Lebensanschauungen, Willensfreiheit.
Freimaurerei, Die. Anschauungswelt u. Geschichte. Von weil. Geh. Archivrat Dr. L. Keller. (Bd. 463.)
Griechische Religion siehe Religion.
Handschriftenbeurteilung, Die. Eine Einführung in die Psychol. d. Handschrift. Von Prof. Dr. G. Schneidemühl. Mit 44 Handschriftennachbild. (Bd. 514.)
Heidentum siehe Mystik.
Hume siehe Locke, Berkeley, Hume.
Hypnotismus und Suggestion. Von Dr. E. Trömner. 2. Aufl. (Bd. 199.)
Jesuiten, Die. Eine histor. Skizze. Von Prof. D. H. Boehmer. 3. Aufl. (Bd. 49.)
Jesus u. s. Zeitgenossen. Geschichtl. u. Erbaul. V. Pastor C. Bonhoff. (Bd. 89.)
— **Wahrheit und Dichtung im Leben Jesu.** Von Pfarrer D. Dr. P. Mehlhorn. 2. Aufl. (Bd. 137.)
— **Die Gleichnisse Jesu.** Von Prof. D. Dr. H. Weinel. 3. Aufl. (Bd. 46.)
Islam siehe Religion.
Israelitische Religion siehe Religion.
Kant, Immanuel. Darstellung und Würdigung. Von weil. Prof. Dr. O. Külpe. 3. Aufl. Mit Bildn. (Bd. 146.)
Locke, Berkeley, Hume. Die großen engl. Philos. V. Dr. P. Thormeyer. (Bd. 481.)
Luther im Lichte der neueren Forschung. Ein krit. Bericht. Von Prof. D. H. Boehmer. 3. Aufl. Mit 2 Bildn. (Bd. 113.)
— **Martin L. u. d. deutsche Reformation.** Von Prof. Dr. W. Köhler. (Bd. 515.)
— s. auch von L. zu Bismarck Abt. IV.
Mechanik d. Geisteslebens. V. Prof. Dr. M. Verworn. 3. A. Mit 18 Fig. (Bd. 200.)
Mission, Die evangelische. Von Pastor S. Baudert. (Bd. 406.)
Mystik im Heidentum und Christentum. Von Prof. Dr. Ed. Lehmann. (Bd. 217.)
Mythologie, Germanische. Von Prof. Dr. J. von Negelein. 2. Aufl. (Bd. 95.)
Naturphilosophie, Die moderne. Von Dr. J. M. Verweyen. (Bd. 491.)
Palästina und seine Geschichte. Von Prof. Dr. H. Frh. v. Soden. 3. Aufl. Mit 2 Karten, 1 Plan u. 6 Ansichten. (Bd. 6.)
— **P. u. s. Kultur in 5 Jahrtausenden.** V. Dr. P. Thomsen. M. 36 Abb. (Bd. 260.)
Paulus, Der Apostel, u. sein Werk. Von Prof. Dr. E. Vischer. (Bd. 309.)
Philosophie, Die. Von Realschuldir. H. Richert. 2. Aufl. (Bd. 186.)
— **Einführung in die Philosophie.** Von Prof. Dr. R. Richter. 3. Aufl. von Dr. M. Brahn. (Bd. 155.)
— **Führende Denker.** Geschichtl. Einleitung in die Philosophie. Von Prof. Dr. J. Cohn. 2. Aufl. Mit 6 Bildn. (Bd. 176.)
— **Religion und Ph. im alten Orient.** Von Prof. Dr. E. von Aster. (Bd. 521.)
— **Die Ph. d. Gegenw. in Deutschland.** Eine Charakteristik i. Hauptrichtlinien. V. wl. Prof. Dr. O. Külpe. 6. Aufl. (Bd. 41.)
— **Philos. Wörterbuch.** Von Oberlehrer Dr. P. Thormeyer. (Bd. 520.)
— s. a. Naturphilos., Weltanschauung.

Psychologie, Einführ. i. d. Ps. V. Prof. Dr. E. von Aster. Mit 4 Abb. (Bd. 492.)
— **Psychologie d. Kindes. V.** Prof. Dr. R. Gaupp. 3. Aufl. Mit 18 Abb. (Bd. 213.)
— **Psychologie d. Verbrechers.** 2. Aufl. M. 5 Diagr. V. Dr. P. Pollitz. (Bd. 248.)
— **Einführung in die experiment. Psychologie.** Von Dr. R. Braunshausen. Mit 17 Abbildungen im Text. (Bd. 484.)
— s. auch Handschriftenbeurteilung, Hypnotismus u. Sugg. Mechanik d. Geisteslebens, Seele d. Menschen, Veranlagung u. Vererbung; Pädagogik Abt. II.
Reformation siehe Calvin, Luther.
Religion. Die Stellung der R. im Geistesleb. V. Lic. Dr. P. Kalweit. (Bd. 225.)
— **Relig. u. Philosophie im alten Orient.** Von Prof. Dr. E. von Aster. (Bd. 521.)
— **Islam, Der.** V. Prof. Dr. Harovitz. (Bd. 506.)
— **Die Religion der Griechen.** Von Prof. Dr. E. Samter. (Bd. 457.)
— **Die Grundzüge d. israel. Religionsgeschichte.** Von weil. Prof. Dr. Fr. Giesebrecht. 2. Aufl. (Bd. 52.)
— **Religion und Naturwissenschaft in Kampf und Frieden.** Von Dr. A. Pfannkuche. 2. Aufl. (Bd. 141.)
— **Die relig. Strömungen der Gegenwart.** Von Superintend. D. A. H. Braasch. 2. Aufl. (Bd. 66.)
— s. a. Bergson, Buddha, Calvin, Christent., Luther, Paulus, Staat, Testam., Theol.
Rousseau. Von Prof. Dr. P. Hensel. 2. Aufl. (Bd. 180.)
Schopenhauer. Von Realschuldir. H. Richert. 3. Aufl. (Bd. 81.)
Seele des Menschen, Die. Von Prof. Dr. J. Rehmke. 4. Aufl. (Bd. 36.)
— siehe auch Psychologie.
Sittliche Lebensanschauungen der Gegenwart. Von weil. Prof. Dr. O. Kirn. 2. Aufl. (Bd. 177.)
— siehe auch Ethik.
Sozialismus siehe VI.
Spencer, Herbert. Von Dr. K. Schwarze. Mit 1 Bildnis. (Bd. 245.)
Staat und Kirche in ihrem gegenseitigen Verhältnis seit der Reformation. Von Dr. A. Pfannkuche. (Bd. 485.)
Testament, Neues. Der Text des N. T. nach seiner geschichtl. Entwicklung. Von Div.-Pfarrer A. Pott. Mit 8 Taf.
— siehe auch Jesus. (Bd. 134.)
Theologie. Einführung in die Theologie. Von Pastor M. Cornils. (Bd. 347.)
Veranlagung u. Vererbung, Geistige. V. Dr. phil. et med. G. Sommer. (Bd. 512.)
Weltanschauung, Griechische. Von Prof. Dr. M. Wundt. (Bd. 329.)
Weltanschauungen, Die, der großen Philosophen der Neuzeit. Von weil. Prof. Dr. L. Busse. 5. Aufl., herausg. von Prof. Dr. R. Falckenberg. (Bd. 56.)
— siehe auch Philosophie.
Weltentstehung. Entsteh. d. W. u. d. Erde nach Sage u. Wissenschaft. Von Prof. Dr. M. B. Weinstein. 2. Aufl. (Bd. 223.)
Weltuntergang. Untergang der Welt und der Erde nach Sage und Wissenschaft. V. Prof. Dr. M. B. Weinstein. (Bd. 470.)
Willensfreiheit. Das Problem der W. Von Prof. Dr. G. F. Lipps. (Bd. 383.)
— s. a. Ethik, Mechan. d. Geistesleb., Psychol.

II. Pädagogik und Bildungswesen.

Amerikanisches Bildungswesen siehe Techn. Hochschulen, Universitäten, Volksschule.
Begabung siehe Berufswahl.
Berufswahl, Begabung u. Arbeitsleistung in ihren gegenseitigen Beziehungen. Von W. J. Ruttmann. (Bd. 522.)
Bildungswesen, D. deutsche, in s. geschichtl. Entwicklung. V. weil. Prof. Dr. Fr. Paulsen. 3. Aufl. Von Prof. Dr. W. Münch. M. Bildn. Paulsens. (Bd. 100.)
Deutsches Ringen nach Kraft und Schönheit. Aus d. literar. Zeugn. eines Jahrh. gesammelt. Von Turninspektor K. Möller. 2 Bde. (Bd. 188, 189.)
Erziehung. E. zur Arbeit. Von Prof. Dr. Ed. Lehmann. (Bd. 459.)
— **Moderne E. in Haus und Schule.** Von J. Tews. 2. Aufl. (Bd. 159.)
— siehe auch Großstadtpädagogik.
Fortbildungsschulwesen, Das deutsche. Von Dir. Dr. F. Schilling. (Bd. 256.)
Fröbel, Friedrich. Von Dir. Joh. Prüfer. Mit 1 Tafel. (Bd. 82.)
Großstadtpädagog. V. J. Tews. (Bd. 327.)
— siehe Erzieh., Schulkämpfe d. Gegenw.
Handschriftenbeurteilung, Die. Eine Einführ. in die Psychol. der Handschrift. V. Prof. Dr. G. Schneidemühl. Mit 44 Handschriftennachbild. (Bd. 514.)
Herbarts Lehren und Leben. Von weil. Pastor Dr. O. Flügel. 2. Aufl. Mit 1 Bildnis Herbarts. (Bd. 164.)
Hilfsschulwesen. Von Rektor Dr. B. Maennel. (Bd. 73.)
Hochschulen s. Techn. Hochschulen u. Univ.
Jugendfürsorge. Die öffentliche. Von Waisenhausdirektor Dr. J. Petersen. 2 Bde. (Bd. 161. 162.)
— siehe auch Säuglingsfürsorge Abt. VI.
Jugendpflege. Von Fortbildungsschullehrer W. Wiemann. (Bd. 434.)
Knabenhandarbeit. Die, in der heutigen Erziehung. V. Sem.-Dir. Dr. A. Pabst. Mit 21 Abb. u. Titelbild. (Bd. 140.)
Lehrerbildung siehe **Volksschule und Lehrerbildung der Ver. Staaten.**
Leibesübungen siehe Abt. V. (Bd. 65.)
Mädchenschule, Die höhere, in Deutschland. Von Oberlehrerin M. Martin.

Mittelschule s. Volks- u. Mittelschule.
Pädagogik. Allgemeine. Von Prof. Dr. Th. Ziegler. 4. Aufl. (Bd. 33.)
— **Experimentelle P.** mit bes. Rücksicht auf die Erzieh. durch die Tat. Von Dr. W. A. Lay. 2. Aufl. Mit 2 Abb. (Bd. 224.)
— s. Erzieh., Großstadtpäd., Handschriftenbeurteilung; Psychologie, experimen., Psych. d. Kindes, Veranlagung und Vererbung Abt. I.
Pestalozzi. Leben und Ideen. Von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. P. Natorp. 2. Aufl. Mit Bildn. u. 1 Brieffaksimile. (Bd. 250.)
Rousseau. Von Prof. Dr. P. Hensel. 2. Aufl. (Bd. 180.)
Schule siehe Fortbildungs-, Hilfsschulwes., Hoch-, Mädchen-, Mittel-, Volksschule.
Schulhygiene. Von Prof. Dr. L. Burgerstein. 3. Aufl. Mit 33 Fig. (Bd. 96.)
Schulkämpfe der Gegenwart. Von J. Tews. 2. Aufl. (Bd. 111.)
— siehe Erziehung, Großstadtpäd.
Schulwesen. Geschichte des deutschen Sch. Von Geh. Studienrat Oberrealschuldir. Dr. K. Knabe. (Bd. 85.)
— s. auch Unterrichtswesen.
Stenographiesysteme. Die deutschen St., ihre Entwickl. u. i. Anwend. W. R. Weinmeister, Lektor f. St. (Bd. 536.)
Student, Der Leipziger, von 1409 bis 1909. Von Dr. W. Bruchmüller. Mit 25 Abb. (Bd. 273.)
Studententum, Geschichte des deutschen St. Von Dr. W. Bruchmüller. (Bd. 477.)
Technische Hochschulen in Nordamerika. Von Prof. S. Müller. Mit zahlr. Abbild., Karte und Lageplan. (Bd. 190.)
Universität. Über Universitäten u. Universitätsstud. P. Prof. Dr. Th. Ziegler. Mit 1 Bildn. Humboldts. (Bd. 411.)
— **Die amerikanische Univers.** Von Ph. D. E. D. Perry. Mit 22 Abb. (Bd. 206.)
Unterrichtswesen. Das deutsche, der Gegenwart. Von Geh. Studienrat Oberrealschuldir. Dr. K. Knabe. (Bd. 299.)
— s. auch Schulwesen.
Volksbildungswesen, Das moderne. Bücher- und Lesehallen, Volkshochschulen und verwandte Bildungseinrichtungen in den wicht. Kulturländern. P. Stadtbibl. Dr. G. Fritz. Mit 14 Abb. (Bd. 266.)
Volks- und Mittelschule, Die preußische. Entwicklung und Ziele. Von Geh. Reg.- u. Schulrat Dr. A. Sachse. (Bd. 432.)
Volksschule und Lehrerbildung der Vereinigten Staaten. Von Dir. Dr. F. Kuypers. M. 48 Abb. u. Titelb. (Bd. 150.)
Zeichenkunst. Der Weg zur Z. Von Dr. E. Weber. Mit 82 Abb. u. 1 Taf. (Bd. 430.)

III. Sprache, Literatur, Bildende Kunst und Musik.

Architektur siehe Baukunst und Renaissancearchitektur.
Ästhetik. Von Prof. Dr. R. Hamann.
— siehe auch Poetik. (Bd. 345.)
Baukunde siehe Abtlg. VI.
Baukunst. Deutsche B. im Mittelalter. Von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. A. Matthaei. 3. Aufl. Mit 29 Abb. (Bd. 8.)
— **Deutsche Baukunst seit dem Mittelalter** bis z. Ausg. des 18. Jahrh. Von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. A. Matthaei. Mit 62 Abb. und 3 Tafeln. (Bd. 326.)
— **Deutsche Baukunst im 19. Jahrh.** Von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. A. Matthaei. Mit 35 Abb. (Bd. 453.)
— siehe auch Renaissancearchitektur.
Beethoven siehe Haydn.
Bildenden Kunst, Bau und Leben der. Von Dir. Prof. Dr. Th. Volbehr. 2. Aufl. Mit 44 Abb. (Bd. 68.)
— siehe auch Baukunst, griech. Kunst, Maler, Malerei, Stile.
Björnson siehe Ibsen.
Buch, Wie ein Buch entsteht siehe VI.
Buchgewerbe. Das B. und die Kultur. IV.
Dekorative Kunst des Altertums. Von Dr. Fr. Poulsen. Mit 112 Abb. (Bd. 454.)
Drama, Das. Von Dr. P. Busse. Mit 3 Abb. 3 Bde. I: Von der Antike z. franz. Klassizismus. II: V. Versailles bis Weimar. III: V. d. Romantik z. Gegenwart. (Bd. 287/289.)
Drama, Das deutsche D. d. 19. **Jahrh.** In i. Entwickl. dargest. von Prof. Dr. G. Witkowski. 4. Aufl. Mit 1 Bildnis Hebbels. (Bd. 51.)
— siehe auch Grillparzer, Hauptmann, Hebbel, Ibsen, Lessing, Schiller, Shakespeare, Theater.
Dürer, Albrecht. Von Dr. R. Wustmann. Mit 33 Abb. (Bd. 97.)
Französische Roman, Der, und die Novelle. Von O. Flake. (Bd. 377.)
Frauendichtung. Geschichte der deutschen F. seit 1800. Mit 3 Bildnissen auf 1 Tafel. Von Dr. H. Spiero. (Bd. 390.)
Griechische Komödie, Die. Von Prof. Dr. A. Körte. M. Titelb. u. 2 Taf. (Bd. 400.)
Griechische Kunst. Die Blütezeit der g. K. im Spiegel der Reliefsarkophage. Eine Einführ. i. d. griech. Plastik. P. Dr. H. Wachtler. M. 8 Taf. u. 32 Abb. (Bd. 272.)
— siehe auch Dekorative Kunst.
Griechische Tragödie, Die. Von Prof. Dr. J. Geffcken. (Bd. 566.)
Grillparzer, Franz. Der Mann u. d. Werk. P. Prof. Dr. A. Kleinberg. M. Bildn.
Harmonium s. Tasteninstrum. (Bd. 513.)
Hauptmann, Gerhart. P. Prof. Dr. E. Sulger-Gebing. 2. Aufl. Mit 1 Bildn. (Bd. 283.)
Haydn, Mozart, Beethoven. Von Prof. Dr. E. Krebs. 2. Aufl. Mit 4 Bildn.
— siehe auch Oper. (Bd. 92.)

Hebbel, Friedrich. Von Prof. Dr. O. Walzel. Mit 1 Bildnis. (Bd. 408.)
Heldensage, Die germanische. Von Dr. J. W. Bruinier. (Bd. 486.)
— siehe auch Volkssage.
Homerische Dichtung, Die. Von Rektor Dr. G. Finsler. (Bd. 496.)
Ibsen, Björnson u. i. Zeitgenossen. V. weil. Prof. Dr. B. Kahle. 2. Aufl. v. Dr. G. Morgenstern. Mit 7 Bildn. (Bd. 193.)
Impressionismus, Die Maler des J. Von Prof. Dr. B. Lázár. Mit 32 Abb. u. 1 farb. Tafel. (Bd. 395.)
Klavier siehe Tasteninstrumente.
Komödie s. Griech. Komödie.
Kunst, Deutsche K. im tägl. Leben bis zum Schlusse d. 18. Jahrh. V. Prof. Dr. B. Haendcke. Mit 63 Abb. (Bd. 198.)
— s. a. Baukunst, Bildende, Dekorative, Griech., Ostasiat. K.; Gartenk. Abt. IV.
Kunstpflege in Haus und Heimat. Von Superint. R. Bürkner. 2. Aufl. Mit 29 Abb. (Bd. 77.)
— siehe auch Wohnungseinricht. Abt. VI.
Kunsttechnik siehe Holz Abt. VI.
Lessing. Von Dr. Th. Schrempf. Mit einem Bildnis. (Bd. 403.)
Lyrik. Geschichte d. deutsch. L. s. Claudius. V. Dr. H. Spiero. 2. Aufl. (Bd. 254.)
— siehe auch Minnesang, Frauendichtung, Volkslied.
Maler, Die altdeutschen, in Süddeutschland. Von H. Nemitz. Mit 1 Abb. i. Text und Bilderanhang. (Bd. 464.)
— siehe auch Dürer, Michelangelo, Impressionismus.
Malerei, Die deutsche, im 19. Jahrh. Von Prof. Dr. R. Hamann. 2 Bände Text, 2 Bände mit 57 ganzseitigen und 200 halbseitigen Abb., auch in 1 Halbpergamentbd. zu M. 6.—. (Bd. 448—451.)
— **Niederländische M. im 17. Jahrh.** Von Dr. H. Jantzen. Mit 37 Abb.
— siehe auch Rembrandt. [(Bd. 373.)
Michelangelo. Von Prof. Dr. E. Hildebrandt. Mit 44 Abb. (Bd. 392.)
Minnesang. Von Dr. J. W. Bruinier.
Mozart siehe Haydn. [(Bd. 404.)
Musik. Die Grundlagen d. Tonkunst. Versuch einer genetischen Darstellung der allgemeinen Musiklehre. Von Prof. Dr. H. Rietsch. (Bd. 178.)
— **Musik. Kompositionsformen.** V. S. G. Kallenberg. 2 Bde. Bd. I: Die elementaren Tonverbindungen als Grundlage der Harmonielehre. Bd. II: Kontrapunktik u. Formenl. (Bd. 412, 413.)
— s. a. Haydn, Mozart, Beethoven, Oper, Orchester, Tasteninstrumente, Wagner.
Musikal. Romantik. Die Blütezeit der m. R. in Deutschland. Von Dr. E. Istel. Mit 1 Silhouette. (Bd. 239.)
Musikgeschichte. Von Dr. A. Einstein. (Bd. 438.)
— **Beispiele zur älteren Musikgesch.** Von Dr. A. Einstein. (Bd. 439.)
Mythologie, Germanische. Von Prof. Dr. J. v. Negelein. 2. Aufl. (Bd. 95.)
— siehe auch Volkssage, Deutsche.
Novelle siehe Roman.
Oper, Die moderne. Vom Tode Wagners bis zum Weltkrieg (1883—1914). Von Dr. E. Istel. Mit 3 Bildn. (Bd. 495.)
— siehe auch Haydn, Wagner.
Orchester. D. Instrumente d. O. V. Prof. Dr. Fr. Volbach. M. 60 Abb. (Bd. 384.)
— **Das moderne Orchester in seiner Entwicklung.** Von Prof. Dr. Fr. Volbach. Mit Partiturbeisp. u. 3 Taf. (Bd. 308.)
Orgel siehe Tasteninstrumente.
Ostasiatische Kunst und ihr Einfluß auf Europa. Von Dir. Prof. Dr. R. Graul. Mit 49 Abb. (Bd. 87.)
Personennamen, Die deutschen. Von Dir. A. Bähnisch. 2. Aufl. (Bd. 296.)
Perspektive, Grundzüge der, nebst Anwendungen. V. Prof. Dr. K. Doehlemann. M. 91 Fig. u. 11 Abb. (Bd. 510.)
Photographie, Die künstlerische. Von Dr. E. Warstat. M. 12 Taf. (Bd. 410.)
— s. auch Photographie Abt. VI.
Plastik s. Griech. Kunst, Michelangelo.
Poetik. Von Dr. R. Müller-Freienfels. (Bd. 460.)
Projektionslehre. Von Zeichenlehrer A. Schubeisky. M. Abb. (Bd. 564.)
Rembrandt. Von Prof. Dr. P. Schubring. Mit 50 Abb. (Bd. 158.)
Renaissancearchitektur in Italien. Von Dr. V. Frankl. 2 Bde. I. M. 12 Taf. u. 27 Textabb. II. M. Abb. (Bd. 381/382.)
Rhetorik. Von Dr. E. Geißler. 2 Bde. Bd. I. Richtlinien für die Kunst des Sprechens. 2. Aufl. Bd. II. Anweisungen zur Kunst der Rede. (Bd. 455/456.)
— s. auch Sprache; Stimme Abt. V.
Roman. Der französische Roman und die Novelle. Von O. Flake. (Bd. 377.)
Romantik, Deutsche. Eine Skizze. Von Prof. Dr. O. Walzel. 2. u. 3. umgearb. Aufl. (Bd. 232.)
— siehe auch Musikal. Romantik.
Sage siehe Heldensage, Volkssage, Mythol.
Schiller. Von Prof. Dr. Th. Ziegler. Mit 1 Bildn. 3. Aufl. (Bd. 74.)
Schillers Dramen. Von Progymnasialdirektor E. Heusermann. (Bd. 493.)
Shakespeare und seine Zeit. Von Prof. Dr. E. Sieper. M. 3 Abb. 2. Aufl. (Bd. 185.)
Sprache. Die Hauptypen des menschlichen Sprachbaus. Von weil. Prof. Dr. F. N. Finck. (Bd. 268.)
— **Die deutsche Sprache von heute.** Von Dr. W. Fischer. (Bd. 475.)

Sprachstämme des Erdkreises. Von weil. Prof. Dr. F. N. Finck. 2. Aufl. (Bd. 267.)
Sprachwissenschaft. Von Prof. Dr. Kr. Sandfeld-Jensen. (Bd. 472.)
— **Wie wir sprechen.** Von Dr. E. Richter. Mit 20 Abb. (Bd. 354.)
— s. a. Rhetorik; ebenso Stimme Abt. V.
Stile. Die Entwicklungsgeschichte der Stile in der bildenden Kunst. Von Dr. E. Cohn-Wiener. 2 Bde. I: Vom Altertum bis zur Gotik. Mit 57 Abb. II: Von der Renaissance b. z. Gegenwart. Mit 31 Abb. (Bd. 317/318.)
Tasteninstrumente. Klavier, Orgel, Harmonium. V. Prof. Dr. O. Bie. (Bd. 325.)
Theater, Das. Schauspielhaus und Schauspielkunst vom griech. Altert. bis auf die Gegenwart. Von Professor Dr. Chr. Gaehde. 2. Aufl. M. 18 Abb. (Bd. 230.)
Tonkunst siehe Musik.
Tragödie s. Griech. Tragödie.
Urheberrecht siehe VI.
Volkslied, Das deutsche. Über Wesen und Werden deutschen Volksgesanges. Von Dr. J. W. Bruinier. 5. Aufl. (Bd. 7.)
Volkssage, Die deutsche. Übersichtl. dargest. v. Dr. O. Böckel. 2. Aufl. (Bd. 262.)
— siehe auch Heldensage, Mythologie.
Wagner. Das Kunstwerk Richard Wagners. Von Dr. E. Istel. Mit Bildn. (Bd. 330.)
— siehe auch Musik. Romantik u. Oper.
Zeichenkunst. Der Weg zur Z. Von Dr. E. Weber. M. 82 Abb. u. 1 Taf. (Bd. 430.)
— s. auch Perspektive, Projektionslehre.
Zeitungswesen. V. Dr. H. Diez. (Bd. 328.)

IV. Geschichte, Kulturgeschichte und Geographie.

Afrika. V. Prof. Dr. K. Dove. (Bd. 505.)
Alpen, Die. Von H. Reishauer. Mit 26 Abb. u. 2 Karten. (Bd. 276.)
Altertum, Das, im Leben der Gegenwart. V. Prof. Dr. P. Cauer. 2. A. (Bd. 356.)
Amerika. Geschichte der Vereinigten Staaten von A. Von Prof. Dr. E. Daenell. 2. Aufl. (Bd. 147.)
Amerikaner, Die. V. M. M. Butler. Dtsch. v. Prof. Dr. Taszkowski. (Bd. 319.)
— s. Lehrerbild., Volksschule, Technische Hochschulen, Univers. Amerikas Abt. II.
Antike Wirtschaftsgeschichte. Von Dr. O. Neurath. (Bd. 258.)
Antikes Leben n. d. ägyptischen Papyri. Von Prof. Dr. Preisigke. (Bd. 565.)
Australien und Neuseeland. Land, Leute und Wirtschaft. Von Prof. Dr. R. Schachner. Mit 23 Abb. (Bd. 366.)
Baltischen Provinzen, Die. V. Dr. V. Tornius. M. 8 Abb. u. 2 Kartenst. (Bd. 542.)
Bauernhaus. Kulturgeschichte des deutschen B. Von Reg.-Baumeister Chr. Rauch. 2. Aufl. Mit 70 Abb. (Bd. 121.)
Bauernstand. Geschichte des deutschen B. Von Prof. Dr. H. Gerdes. Mit 21 Abb. (Bd. 320.)
Belgien. Von Dr. P. Oßwald. 2. verbess. Aufl. M. 5 Kart. (Bd. 501.)
Bismarck und seine Zeit. Von Dr. B. Valentin. Mit einem Bildn. Bismarcks. 13.—15. Tausend. (Bd. 500.)
Brandenburgisch-preußische Geschichte. Von Archivassistent Dr. Fr. Israel. 2 Bde. I. Von den Anfängen bis auf die Regierung Friedrich Wilhelms I. II. Von der Regierung Friedrichs d. Großen bis zur neuesten Zeit. (Bd. 440 u. 441.)
Buchgewerbe. Das B. und die Kultur. Mit 1 Abb. (Bd. 182.)
— siehe auch Schrift- und Buchwesen.
Byzant. Charakterköpfe. V. Privatdoz. Dr. K. Dieterich. Mit 2 Bildn. (Bd. 244.)
Calvin, Johann. Von Pfarrer Dr. G. Sodeur. Mit 1 Bildnis. (Bd. 247.)
China. Von Prof. Dr. A. Conrady. (Bd. 557.)
Christentum u. Weltgeschichte seit der Reformation. Von Prof. D. Dr. K. Sell. 2 Bde. (Bd. 297/298.)
Deutsch: Deutsches Bauernhaus s. Bauernhaus. — Deutscher Bauernstand s. Bauernstand. — Deutsches Dorf s. Dorf. — Deutsche Einheit s. Geschichte. — Deutsches Frauenleben siehe Frauenleben. — Deutsche Geschichte siehe Geschichte. — Deutscher Handel s. Handel. — Deutsche Kolonien s. Kolonien. — Deutsche Kultur s. Kultur. — Deutsche Städte siehe Städte. — Deutsche Verfassung, Verfassungsrecht s. Verfassung, Verfassungsrecht. — Deutsches Volk s. Volk. — Deutsche Volksbräuche s. Jahresfeste. — Deutsche Volksstämme s. Volksstämme usw.
Deutschtum im Ausland, Das. Von Prof. Dr. R. Hoeniger. (Bd. 402.)
Dorf, Das deutsche. Von R. Mielke. 2. Aufl. Mit 51 Abb. (Bd. 192.)
England. Von Prof. Dr. W. Dibelius. 2 Bde. (Bd. 446/447.)
— **England und Deutschland in ihren Beziehungen vom Mittelalter bis zur Gegenwart.** Von Prof. Dr. W. Langenbeck. (Bd. 543.)
— **Englands Weltmacht in ihrer Entwicklung vom 17. Jahrhundert bis auf unsere Tage.** V. Prof. Dr. W. Langenbeck. 2. Aufl. Mit 19 Bildn. (Bd. 174.)
Entdeckungen, Das Zeitalter der. Von Prof. Dr. S. Günther. 3. Aufl. Mit 1 Weltkarte. (Bd. 26.)
Familienforschung. Von Dr. E. Devrient. M. 7 Abb. u. 2 Taf. (Bd. 350.)
Frauenbewegung, Die moderne. Ein geschichtlicher Überblick. Von Dr. K. Schirmacher. 2. Aufl. (Bd. 67.)

Frauenleben. Deutsch., i. Wandel d. Jahrhunderte. Von Dr. Ed. Otto. (Bd. 45.)
Friedrich d. Gr. V. Prof. Dr. Th. Bitterauf. 2. A. M. 2 Bild. (Bd. 246.)
Gartenkunst. Geschichte d. G. V. Reg.-Baum Chr. Nanck. Mit 41 Abb. (Bd. 274.)
Geographie s. polit. G.
Germanische Heldensage siehe Heldensage.
Germanische Kultur in der Urzeit. Von Prof. Dr. G. Steinhausen. 2. Aufl. Mit 13 Abb. (Bd. 75.)
Geschichte, Deutsche G. im 19. Jahrhundert bis zur Reichseinheit. Skizzen zur Entwicklungsgeschichte der deutschen Einheit. Von Prof. Dr. R. Schwemer. 3 Bde. I: Restauration u. Revolution. 3. Aufl. (Bd. 37.) II: Die Reaktion u. die neue Ära. 2. Aufl. (Bd. 101.) III: V. Bund z. Reich. 2. Aufl. (Bd. 102.)
— s. auch Von Luther zu Bismarck, Brandenburg-preuß. Gesch., Friedrich d. Gr., Von Jena b. z. Wiener Kongreß, Revolution 1848, Moltke, Bismarck, Vom deutschen Volk z. deutsch. Staat, Kultur.
Griechentum. Das G. in seiner geschichtlichen Entwicklung. Von Prof. Dr. R. v. Scala. Mit 46 Abb. (Bd. 471.)
Griechische Städte. Kulturbilder aus gr. St. Von Oberlehrer Dr. E. Ziebarth. 2. A. M. 23 Abb. u. 2 Tafeln. (Bd. 131.)
Handel. Geschichte d. Welthandels. V. Prof. Dr. M. G. Schmidt. 2. Aufl. (Bd. 118.)
— Geschichte des deutschen Handels. Von Prof. Dr. W. Langenbeck. (Bd. 237.)
Handwerk, Das deutsche, in seiner kulturgeschichtlichen Entwicklung. Von Dir. Dr. E. Otto. 4. Aufl. Mit 27 Abb. (Bd. 14.)
— s. auch Dekorative Kunst Abt. III.
Haus. Kunstpflege in Haus u. Heimat. V. Superintendent R. Bürkner. 2. Aufl. Mit 29 Abb. (Bd. 77.)
— s. auch Bauernhaus, Dorf, Wohnungseinrichtung, Wohnhaus Abt. VI.
Heldensage, Die germanische. Von Dr. J. W. Bruinier. (Bd. 486.)
Holland siehe Städtebilder, Historische.
Jahresfeste, Deutsche, und Volksbräuche. Von Prof. Dr. E. Fehrle. (Bd. 518.)
Japaner, Die, i. d. Weltwirtschaft. V. Prof. Dr. K. Rathgen. 2. Aufl. (Bd. 72.)
Jesuiten, Die. Eine histor. Skizze. Von Prof. Dr. H. Boehmer. 3. Aufl. (Bd. 49.)
Internationale Leben, Das, d. Gegenw. Von A. H. Fried. M. 1 Taf. (Bd. 226.)
Islam, Der. Von Prof. Dr. Horovitz. (Bd. 506.)
Island, das Land und das Volk. Von Prof. Dr. P. Herrmann. Mit 9 Abb.
Kalender siehe Abt. V. [(Bd. 461.)
Kartenkunde. Von Finanzrat Dr. A. Egerer. (Bd. 560.)
Kolonien, Die deutschen. (Land und Leute. Von Dr. A. Heilborn. 3. Aufl. Mit 28 Abb. u. 8 Karten. (Bd. 98.)
Kolonien. Unsere Schutzgebiete n. i. wirtschaftl. Verhältn. Im Lichte d. Erdkunde darg. v. Dr. Chr. G. Barth. (Bd. 290.)
Kolonialgeschichte, Allgemeine. Von Prof. Dr. F. Keutgen. 2 Bde. (Bd. 545/546.)
Krieg, Der, im Zeitalter des Verkehrs und der Technik. Von Major A. Meyer. M. 3 Abb. u. 2 Taf. (Bd. 271.)
— Kulturgeschichte d. Krieges. Von Geh. Hofrat Prof. Dr. E. Bethe, Prof. Dr. A. Doren, Prof. Dr. P. Herre, Privatdozent Dr. B. Schmeidler, Prof. Dr. K. Weule. (Bd. 561.)
— Vom Kriegswesen im 19. Jahrhundert. Von Major O. v. Sothen. Mit 9 Übersichtskarten. (Bd. 59.)
— Krieg und Sieg. Eine kurze Darstellung moderner Kriegskunst Von Kais. Ottoman. Major a. D. F. C. Endres.
— siehe auch Seekrieg. [(Bd. 519.)
Kultur, über den deutschen Kulturstaat. Von Geh. Justizrat Prof. Dr. F. v. Liszt. (Bd. 600.)
— s. a. Bauernhaus, Germ. Kultur, Griech. Städte, Handwerk, Palästina, Krieg, Mittelalterl. Kulturideale, Völkerkunde.
Luther, Martin L. u. d. dtsche. Reformation. Von Prof. Dr. W. Köhler. (Bd. 515.)
— s. auch Von L. zu Bismarck; ferner Luther Abt. I.
Mensch u. Erde. Skizzen v. den Wechselbeziehungen zw. beiden. V. Heil. Prof. Dr. A. Kirchhoff. 4. Aufl. (Bd. 31.)
— s. auch Mensch Abt. V.
Mittelalterl. Kulturideale. Von Prof. Dr. V. Vedel. 2 Bde. I: Heldenleben. II: Ritterromantik. (Bd. 292, 293.)
Moltke. V. Kaiserl. Ottoman. Major a. D. F. C. Endres. Mit 1 Bildn. (Bd. 415.)
Münze, Die, als historisches Denkmal sowie ihre Bedeutung im Rechts- und Wirtschaftsleben. Von Prof. Dr. A. Luschin v. Ebengreuth. Mit 53 Abb.
— siehe auch Geld. Abt. VI. [(Bd. 91.)
Mythologie s. I.
Napoleon I. Von Prof. Dr. Th. Bitterauf. 3. Aufl. Mit 1 Bildn. (Bd. 195.)
Nationalbewußtsein siehe Volk, vom dt. Volk z. dt. Staat.
Naturvölker, Die geistige Kultur der N. V. Prof. Dr. K. Th. Preuß. M. 9 Abb.
— s. a. Völkerkunde, allg. [(Bd. 452.)
Orient, Der. Eine Länderkunde. Von E. Banse. 3 Bde.
Bd. I: Die Atlasländer. Marokko, Algerien, Tunesien. Mit 15 Abb., 10 Kartenskizzen, 3 Diagr. u. 1 Tafel. (Bd. 277.)
Bd. II: Der arabische Orient. Mit 29 Abb. und 7 Diagrammen. (Bd. 278.)
Bd. III: Der arische Orient. Mit 34 Abb., 3 Karten u. 2 Diagr. (Bd. 279.)
— s. auch Palästina, Türkei.

Österreich. Geschichte der auswärtigen Politik Österreichs im 19. Jahrhundert. Von R. Charmatz. 2 Bde. I. Bis zum Sturze Metternichs. (Bd. 374.) II. Von der Revolution bis zur Annexion (1848 bis 1908). (Bd. 375.)

— **Österreichs innere Geschichte v. 1848 bis 1907.** V. R. Charmatz. 2 Bde. 2. Aufl. Bd. I: D. Vorherrsch. d. Deutschen. Bd. II: Der Kampf d. Nationen. (Bd. 242, 243.)

— **Österr.-Ungarn.** 2 Bde. Bd. I. Land, Bevölkerung, wirtschaftl. Verhältnisse, materielle Kultur. Von Prof. Dr. F. Heiderich. Bd. II. Geschichte, Staatsverfassung, geistige Kultur, Beziehungen zu and. Ländern, insbes. Deutschland. V. Prof. Dr. O. Weber. (Bd. 551/552.)

Ostmark s. in Abt. VI.

Ostseegebiet. V. Privatdoz. Dr. G. Braun. M. 21 Abb. u. 1 mehrf. Karte. (Bd. 367.)

Palästina und seine Geschichte. Von Prof. Dr. H. Freiherr von Soden. 3. Aufl. Mit 2 Karten, 1 Plan u. 6 Ans. (Bd. 6.)

— **V. u. s. Kultur in 5 Jahrtausenden.** Von Gymn.-Oberl. Dr. P. Thomsen. Mit 36 Abb. (Bd. 260.)

Papyri s. Antikes Leben.

Polarforschung. Geschichte der Entdeckungsreisen zum Nord- u. Südpol v. d. ältest. Zeiten bis zur Gegenw. V. Prof. Dr. K. Hassert. 3. Aufl. Mit 6 Kart. (Bd. 38.)

Polen. Von Prof. Dr. R. F. Kaindl. Mit 6 Karten. (Bd. 547.)

Politik. V. Dr. A. Grabowsky. (Bd. 537.)

— **Grundzüge der Weltpolitik** Von Prof. Dr. Hashagen. 3 Bde. I. V. 1871 bis 1907. II. 1908—1914. III. D. polit. Ereignisse währ. d. Krieges. (Bd. 553/555.)

— **Politische Geographie.** Von Dr. E. Schöne. Mit 7 Kart. (Bd. 353.)

— **Politische Hauptströmungen in Europa im 19. Jahrhundert.** Von weil. Prof. Dr. K. Th. v. Heigel. 3. Aufl. (Bd. 129.)

Pompeji, eine hellenistische Stadt in Italien. Von Prof. Dr. Fr. v. Duhn. 2. Aufl. Mit 62 Abb. (Bd. 114.)

Reaktion und neue Ära s. Gesch., deutsche.

Reformation. S. Calvin, Luther. [Abt. I.

Religion s. Islam; Griech. u. israel. R.

Restauration und Revolution siehe Geschichte, deutsche.

Revolution. Geschichte der Französischen R. Von Prof. Dr. Th. Bitterauf. Mit 8 Bildern. (Bd. 346.)

— **1848.** Sechs Vorträge. Von Prof. Dr. O. Weber. 2. Aufl. (Bd. 53.)

Rom. Das alte Rom. Von Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. O. Richter. Mit Bilderanhang u. 4 Plänen. (Bd. 286.)

— **Soziale Kämpfe i. alt. Rom.** V. Privatdozent Dr. L. Bloch. 3. Aufl. (Bd. 22.)

— **Roms Kampf um die Weltherrschaft.** V. Prof. Dr. J. Kromayer. (Bd. 368.)

Rußland. 2 Bde. I. Wirtschaftl. Kultur. Von Syndikus Dr. Wallroth. II. Geistige Kultur. Von Dr. phil. R. Nötzel. (Bd. 562/563.)

Schrift- und Buchwesen in alter und neuer Zeit. Von Prof. Dr. O. Weise. 3. Aufl. Mit 37 Abb. (Bd. 4.)

— siehe auch Buchgewerbe.

Schutzgebiete s. Kolonien.

Schweiz. Land, Volk, Staat und Wirtschaft. Von Reg.- u. Ständerat Dr. O. Wettstein. Mit 1 Karte. (Bd. 482.)

Seekrieg, Der. Seine geschichtl. Entwickl. v. Zeitalter der Entdeckungen bis zur Gegenwart. Von K. Freiherrn v. Maltzahn, Vizeadmiral a. D. (Bd. 99.)

— **Das Kriegsschiff.** Von Geh. Marinebaurat Krieger. Mit 60 Abb. (Bd. 389.)

Soziale Bewegungen und Theorien bis zur modernen Arbeiterbewegung. Von G. Maier. 4. Aufl. (Bd. 2.)

— siehe auch Abt. VI.

Staat. St. u. Kirche in ihr. gegenf. Verhältnis seit d. Reformation. V. Pfarrer Dr. phil. A. Pfannkuche. (Bd. 485.)

— **Der deutsche St.** siehe Kultur, Volk.

Städte, Die. Geogr. betrachtet. V. Prof. Dr. K. Hassert. M. 21 Abb. (Bd. 163.)

— **Deutsche Städte und Bürger im Mittelalter.** Von Prof. Dr. V. Heil. 3. Aufl. Mit zahlr. Abb. (Bd. 43.)

— **Historische Städtebilder aus Holland und Niederdeutschland.** V. Reg.-Baum. a. D. A. Erbe. M. 59 Abb. (Bd. 117.)

— s. a. Griech. Städte, Pompeji, Rom.

Student, Der Leipziger, von 1409 bis 1909. Von Dr. W. Bruchmüller. Mit 25 Abb. (Bd. 273.)

Studententum. Geschichte d. deutschen St. Von Dr. W. Bruchmüller. (Bd. 477.)

Türkei, Die. V. Reg.-Rat P. R. Krause. Mit Karten. (Bd. 469.)

Ungarn siehe Österreich.

Verfassung. Grundzüge der V. des Deutschen Reiches. Von Prof. Dr. E. Löning. 4. Aufl. (Bd. 34.)

Verfassungsrecht. Deutsches, in geschichtlicher Entwicklung. Von Prof. Dr. Ed. Hubrich. 2. Aufl. (Bd. 80.)

Volk. Vom deutschen V. zum dt. Staat. Eine Gesch. d. dt. Nationalbewußtseins. V. Prof. Dr. P. Joachimsen. (Bd. 511.)

Völkerkunde, Allgemeine. 3 Bände.
Bd. I: Das Feuer, der Nahrungserwerb, Wohnung, Schmuck u. Kleidung. V. Dr. A. Heilborn. M. 54 Abb. (Bd. 487.)
Bd. II: Waffen und Werkzeuge, die Industrie, Handel und Geld, die Verkehrsmittel. Von Dr. A. Heilborn. Mit 51 Abb. (Bd. 488.)
Bd. III: Die geistige Kultur der Naturvölker. Von Prof. Dr. K. Th. Preuß. Mit 9 Abbildungen. (Bd. 452.)

Volksbräuche, deutsche, siehe Jahresfeste.
Volksstämme, Die deutschen, und Landschaften. Von Prof. Dr. O. Weise. 4. Aufl. Mit 29 Abb. (Bd. 16.)
Volkstrachten, Deutsche. Von Pfarrer C. Spieß. Mit 11 Abb. (Bd. 342.)
Vom Bund zum Reich siehe Geschichte.
Von Jena bis zum Wiener Kongreß. Von Prof. Dr. G. Roloff. (Bd. 465.)
Von Luther zu Bismarck. 12 Charakterbild. a. deutscher Gesch. V. Prof. Dr. O. Weber. 2 Bde. 2. Aufl. (Bd. 123/124.)
Weltgeschichte s. Christentum.
Wirtschaftliche Erdkunde. Von weil. Prof. Dr. Chr. Gruber. 2. Aufl. Bearb. von Prof. Dr. K. Dove. (Bd. 122.)
Wirtschaftsleben, Deutsches. Auf geogr. Grundlage geschildert. Von weil. Prof. Dr. Chr. Gruber. 3. Aufl. Neubearb. von Dr. H. Reinlein. (Bd. 42.)
— Die Entwicklung des deutschen Wirtschaftslebens siehe Abt. VI.
Wirtschaftsgeschichte, Antike. Von Dr. O. Neurath. (Bd. 258.)

V. Mathematik, Naturwissenschaften und Medizin.

Aberglaube, Der, in der Medizin u. s. Gefahr f. Gesundh. u. Leben. V. Prof. Dr. D. v. Hansemann. 2. Aufl. (Bd. 83.)
Abstammungs- und Vererbungslehre, Experimentelle. Von Dr. H. Lehmann. Mit 26 Abb. (Bd. 379.)
Abstammungslehre u. Darwinismus. V. Pr. Dr. R. Hesse. 4. A. M. 37 Fig. (Bd. 39.)
Abwehrkräfte d. Körpers, Die. Einführ. i. d. Immunitätslehre. M. 52 Abb. V. Priv.-Doz. Dr. med. H. Kämmerer. (Bd. 479.)
Algebra siehe Arithmetik.
Alkoholismus, Der. Von Dr. G. B. Gruber. Mit 7 Abb. (Bd. 103.)
— Seine Wirkungen u. s. Bekämpf. Hrsg. v. Zentralverb. z. Bekämpf. d. Alkoholismus in Berlin. III. Teil. (Bd. 145.) I. u. II. Teil s. Alkoholismus v. Gruber.
Anatomie d. Menschen, Die. V. Prof. Dr. K. v. Bardeleben. 6 Bde. (Bd. 418/423.) I. Zellen- und Gewebelehre. Entwicklungsgeschichte. Der Körper als Ganzes. Mit 70 Abb. 2. Aufl. II. Das Skelett. Mit 53 Abbild. 2. Aufl. III. Das Muskel- u. Gefäßsystem. M. 68 Abb. 2. Aufl. IV. Die Eingeweide (Darm-, Atmungs-, Harn- u. Geschlechtsorgane). M. 39 Abb. 2. Aufl. V. Nervensystem und Sinnesorgane. Mit 50 Abb. VI. Statik u. Mechanik d. menschl. Körpers. M. 26 Abbild.
Anatomie siehe auch Wirbeltiere.
Aquarium, Das. Von E. W. Schmidt. Mit 15 Fig. (Bd. 335.)
Arbeitsleistungen des Menschen, Die. Einführ. i. d. Arbeitsphysiologie. V. Prof. Dr. H. Boruttau. M. 14 Fig. (Bd. 539.)
— **Berufswahl, Begabung u. Arbeitsleistung** in ihren gegenseit. Beziehungen. Von W. J. Ruttmann. (Bd. 522.)
Arithmetik und Algebra zum Selbstunterricht. Von Prof. P. Crantz. 2 Bde. I. Teil: Die Rechnungsarten. Gleichungen ersten Grades mit einer und mehreren Unbekannten. Gleichungen zweiten Grades. 3. Aufl. Mit 9 Fig. (Bd. 120.) II. T.: Gleichungen. Arithm. u. geom. Reihen. Zinseszins u. Rentenrechn. Komplexe Zahlen. Binom. Lehrs. 3. A. 21 Fig. (Bd. 205.)
Arzneimittel und Genußmittel. Von Prof. Dr. O. Schmiedeberg. (Bd. 363.)
Arzt, Der. Seine Stellung und Aufgaben im Kulturleben der Gegenw. Von Dr. med. M. Fürst. (Bd. 265.)
Astronomie. Probleme der modernen Astr. Von Prof. Dr. S. Oppenheim. Mit 11 Fig. (Bd. 355.)
— **Astronomie in ihrer Bedeutung für das praktische Leben.** Von Prof. Dr. A. Marcuse. Mit 26 Abb. (Bd. 378.)
— **Wörterbuch der Astronomie und mathematischen Geographie** einschl. der nautischen und aeronautischen Navigation. Von Prof. Dr. A. Marcuse. (Bd. 425.)
— siehe auch Weltall, Weltbild, Sonne, Mond, Planeten.
Atome, Moleküle — A. — Weltäther. V. Prof. Dr. G. Mie. 3. Afl. 27 Fig. (Bd. 58.)
Auge des Menschen, Das, und seine Gesundheitspflege. Von Prof. Dr. G. Abelsdorff. Mit 15. Abb. (Bd. 149.)
— **Auge, Das, und die Brille.** Von Dr. M. v. Rohr. Mit 84 Abb. und 1 Lichtdrucktafel. (Bd. 372.)
Bakterien, Die, im Kreislauf des Stoffes in der Natur und im Haushalt des Menschen. Von Prof. Dr. E. Gutzeit. Mit 13 Abb. (Bd. 233.)
— **Die krankheiterregenden Bakterien.** Von Privatdozent Dr. M. Loehlein. Mit 33 Abb. (Bd. 307.)
— s. a. Abwehrkräfte, Desinfektion, Pilze, Schädlinge.
Bau und Tätigkeit des menschlichen Körpers. Von Prof. Dr. H. Sachs. 4. Aufl. Mit Abb. (Bd. 32.)
Begabung s. Berufswahl.
Befruchtungsvorgang, Der, sein Wesen und s. Bedeutung. V. Dr. E. Teichmann. 2. Aufl. M. 7 Abb. u. 4 Doppeltaf. (Bd. 70.)
Berufswahl, Begabung u. Arbeitsleistung in ihren gegenseitigen Beziehungen. V. W. J. Ruttmann. (Bd. 522.)
Bewegungslehre s. Mechanik, Aufgaben a. d. M. I.
Biochemie. Einführung in die B. Von Prof. Dr. W. Löb. Mit 12 Fig. (Bd. 352.)

Biologie, Allgemeine. Von Prof. Dr. H. Miehe. 2. Aufl. Mit 52 Fig. (Bd. 130.)
— **Experimentelle.** Von Dr. C. Thesing. Mit Abb. 2 Bde. I: Experim. Zellforschung. II: Regeneration, Transplantat. und verwandte Gebiete. (Bd. 336, 337.)
— siehe a. Abstammungslehre, Befruchtungsvorgang, Fortpflanzung, Lebewesen, Organismen, Mensch und Tier, Urtiere.
Blumen. Unsere Bl. und Pflanzen im Garten. Von Prof. Dr. U. Dammer. Mit 69 Abb. (Bd. 360.)
— **Uns. Bl. u. Pflanzen i. Zimmer.** V. Prof. Dr. U. Dammer. 65 Abb. (Bd. 359.)
— siehe auch Garten.
Blut. Herz, Blutgefäße und Blut und ihre Erkrankungen. Von Prof. Dr. H. Rosin. Mit 18 Abb. (Bd. 312.)
Botanik des praktischen Lebens. Von Prof. Dr. P. Gisevius. M. 24 Abb. (Bd. 173.)
— siehe Blumen, Kulturpflanzen, Lebewesen, Pflanzen, Pilze, Schädlinge, Wald; Tabak Abt. VI.
Brille. Das Auge und die Br. Von Dr. M. v. Rohr. Mit 84 Abb. und 1 Lichtdrucktafel. (Bd. 372.)
Chemie. Einführung in die chemische Wissenschaft. Von Prof. Dr. W. Löb. Mit 16 Fig. (Bd. 264.)
— **Einführung in die organ. Chemie:** Natürl. u. künstl. Pflanzen- u. Tierstoffe. Von Dr. B. Bavink. Mit 7 Fig. (Bd. 187.)
— **Einführung i. d. analyt. Chemie.** V. Dr. F. Rüsberg. 2 Bde. (Bd. 524, 525.)
— siehe a. Biochemie, Elektrochemie, Luft, Photochemie; Chemische Technik Abt. VI.
— **Chemie in Küche und Haus.** Von Dr. J. Klein. 3. Aufl. (Bd. 76.)
Chirurgie, Die, unserer Zeit. Von Prof. Dr. J. Feßler. Mit 52 Abb. (Bd. 339.)
Darwinismus. Abstammungslehre und D. Von Prof. Dr. R. Hesse. 4. Aufl. Mit 37 Fig. (Bd. 39.)
Desinfektion. Sterilisation und Konservierung. Von Reg.- u. Med.-Rat Dr. O. Solbrig. M. 20 Abb. i. T. (Bd. 401.)
Differential- u. Integralrechnung. Von Dr. M. Lindow. (Bd. 387.)
Eiszeit, Die, und der vorgeschichtliche Mensch. Von Prof. Dr. G. Steinmann. Mit 24 Abb. (Bd. 302.)
Elektrochemie. Von Prof. Dr. K. Arndt. Mit 38 Abb. (Bd. 234.)
Elektrotechnik. Grundlagen der E. Von Dr. A. Roth. Mit 72 Abb. (Bd. 391.)
Energie. Die Lehre von der E. Von Dr. A. Stein. 2. Aufl. M. 13 Fig. (Bd. 257.)
Ernährung und Volksnahrungsmittel. Von weil. Prof. Dr. J. Frenzel. 2. Aufl. von Geh.-Rat Prof. Dr. N. Zuntz. Mit 7 Abb. u. 2 Taf. (Bd. 19.)
Festigkeitslehre s. Statik.
Fortpflanzung. Die F. u. d. Geschlechtsunterschiede d. Menschen. Eine Einführung in die Sexualbiologie. V. Prof. Dr. H. Boruttau. M. 39 Abb. (Bd. 540.)
Garten. Der Kleing. Von Redakteur Joh. Schneider. Mit 80 Abb. (Bd. 498.)
— **Der Hausgarten.** Von Gartenarchitekt W. Schubert. Mit Abb. (Bd. 502.)
— siehe auch Blumen, Pflanzen; Gartenkunst, Gartenstadtbewegung Abt. VI.
Gebiß, Das menschliche, seine Erkrankung und Pflege. Von Zahnart Fr. Jäger. Mit 24 Abb. (Bd. 299.)
Geisteskrankheiten. Von Anstaltsoberarzt Dr. G. Ilberg. (Bd. 151.)
Genußmittel siehe Kaffee, Tee, Kakao, Tabak, Arzneimittel u. Genußmittel.
Geographie s. Kartenkunde. **Mathematische** G. s. Astronomie.
Geologie, Allgemeine. Von Geh. Bergrat Prof. Dr. Fr. Frech, 2. u. 3. Aufl. 6 Bände. (Bd. 207/211 u. Bd. 61.)
I: Vulkane einst und jetzt. M. 80 Abb.
II: Gebirgsbau u. Erdbeben. M. 57 Abb.
III: Die Arbeit des fließenden Wassers. Mit 56 Abb.
IV: Die Arbeit des Ozeans und die chemische Tätigkeit des Wassers im allgemeinen. Mit 1 Titelbild und 51 Abb.
V: Kohlenbildung und Klima der Vorzeit. Mit 1 Titelbild und 49 Abb.
VI: Gletscher einst und jetzt. Mit 1 Titelbild und 65 Abb.
— s. a. Kohlen, Salzlagerstätt. Abt. VI.
Geometrie. Darstellende G. Von Oberl. P. B. Fischer. (Bd. 541.)
— **Analytische G. zum Selbstunterricht.** Von P. Crantz. Mit 55 Fig. (Bd. 504.)
— s. a. Planim., Stereom., Trigonom.
Geschlechtskrankheiten, ihr Wesen, ihre Verbreitg., Bekämpfg. u. Verhütg. V. Generalarzt Prof. Dr. W. Schumburg. 3. Aufl. M. 4 Abb. u. 1 Tafel. (Bd. 251.)
Geschlechtsunterschiede s. Fortpflanzung.
Gesundheitslehre. Acht Vorträge aus der G. Von weil. Prof. Dr. H. Buchner. 4. Aufl. v. Obermedizinalrat Prof. Dr. M. v. Gruber. Mit 26 Abb. (Bd. 1.)
— **Gesundheitslehre für Frauen.** Von Prof. Dr. K. Baisch. M. Abb. (Bd. 538.)
— s. a. Abwehrkräfte, Bakterien, Leibesüb.
Gesundheitspolitik und Gesundheitsgesetzgebung. Von Obermedizinalrat Prof. Dr. M. v. Gruber. (Bd. 534.)
Graphische Darstellung, Die. V. Prof. Dr. F. Auerbach. Mit 100 Abb. (Bd. 437.)
Haushalt siehe Bakterien, Chemie, Desinfektion, Naturwissenschaften, Physik.
Haustiere. Die Stammesgeschichte unserer H. Von Prof. Dr. C. Keller. Mit 28 Fig. (Bd. 252.)
— siehe auch Tierzüchtung Abt. VI.
Herz, Blutgefäße und Blut und ihre Erkrankungen. Von Prof. Dr. H. Rosin. Mit 18 Abb. (Bd. 312.)

Hypnotismus und Suggestion. Von Dr. E. Trömner. 2. Aufl. (Bd. 199.)
Immunitätslehre s. Abwehrkräfte d. Körp.
Infinitesimalrechnung. Einführung in die I. Von Prof. Dr. G. Kowalewski. 2. Aufl. Mit 18 Fig. (Bd. 197.)
Integralrechnung s. Differentialrechnung.
Kaffee, Tee, Kakao u. die übrig. narkotisch. Getränke. Von Prof. Dr. A. Wieler. Mit 24 Abb. u. 1 Karte. (Bd. 132.)
Kalender, Der. Von weil. Prof. Dr. W. F. Wislicenus. 2. Aufl. (Bd. 69.)
Konservierung siehe Desinfektion.
Korallen u. and. gesteinbild. Tiere. V. Prof. Dr. W. May. Mit 45 Abb. (Bd. 231.)
Kosmetik. Ein kurzer Abriß der ärztlichen Verschönerungskunde. Mit 10 Abb. im Text. Von Dr. J. Saudek. (Bd. 489.)
Krankenpflege. Von Chefarzt Dr. M. Berg. (Bd. 533.)
Krebs, Der, Von Prof. Dr. R. Werner. (Bd. 494.)
Kulturpflanzen. Unsere wichtigsten K. (Die Getreidegräser.) V. Prof. Dr. K. Giesenhagen. 2. Aufl. M. 38 Fig. (Bd. 10.)
Lebewesen. Die Beziehungen der Tiere und Pflanzen zueinander. Von weil. Prof. Dr. K. Kraepelin. 2. Aufl. M. 132 Abb. I. Der Tiere zueinander. II. Der Pflanzen zueinander u. zu d. Tier. (Bd. 426/427.)
— s. a. Biologie, Organismen, Schädlinge.
Leibesübungen, Die, und ihre Bedeutung für die Gesundheit. Von Prof. Dr. R. Zander. 3. Aufl. Mit 19 Abb. (Bd. 13.)
Licht, Das, u. d. Farben. V. Prof. Dr. L. Graetz. 3. Aufl. M. 117 Abb. (Bd. 17.)
Luft, Wasser, Licht und Wärme. Neun Vorträge aus dem Gebiete der Experimentalchemie. Von Prof. Dr. R. Blochmann. 4. Aufl. Mit 115 Abb. (Bd. 5.)
Luftstickstoff, D., u. s. Verwertg. V. Prof. Dr. K. Kaiser. M. 13. Abb. (Bd. 313.)
Mathematik. Einführung in die M. Von Oberl. W. Mendelssohn. (Bd. 503.)
— **Praktische M.** Von Dr. R. Neuendorff. I. Teil: Graphisches und numerisches Rechnen, kaufm. Rechnen i. tägl. Leben, Wahrscheinlichkeitsrechnung. Mit 62 Fig. u. 1 Tafel. (Bd. 341.) II. Teil: Geometr. Konstruktionen, Perspektive, Ort-, Zeit- u. Entfernungsberechnungen. (Bd. 526.)
— **Naturwissenschaften und M. im klass. Altertum.** Von Prof. Dr. Joh. L. Heiberg. Mit 2 Fig. (Bd. 370.)
— **Mathemat. Spiele.** V. Dr. W. Ahrens. 3. Aufl. M. Titelbl. u. 77 Fig. (Bd. 170.)
— s. auch Arithmetik, Differenzial- und Integralrechnung, Geometrie, Infinitesimalrechnung, Perspektive, Planimetrie, Projektionsl., Stereom., Trigonom.
Mechanik. Von Kais. Geh. Reg.-Rat A. v. Ihering. 3 Bde. Bd. I: Die Mechanik der festen Körper. Mit 61 Abb. Bd. II: Die Mechanik der flüssigen Körper. Mit 34 Abb. Bd. III: Die Mechanik d. gasförm. Körper. (Bd. 303, 304, 305.)
Mechanik. Aufgabensammlung a. d. M. V. Prof. N. Schmitt. I. Bewegungslehre u. Statik. II. Dynamik. (Bd. 558/559.)
— siehe auch Statik.
Meer. Das M., s. Erforschung u. s. Leben. V. Dr. O. Janson. 3. Afl. 40 Fig. (Bd. 30.)
Meer. Das M., seine Erforschung und sein Leben. Von Dr. O. Janson. 3. Aufl. Mit 40 Fig. (Bd. 30.)
Mensch. Entwicklungsgeschichte d. M. V. Dr. A. Heilborn. Mit 60 Abb. (Bd. 388.)
— **Mensch d. Urzeit, Der.** Vier Vorlesung. aus der Entwicklungsgeschichte des Menschengeschlechts. V. Dr. A. Heilborn. 2. Aufl. Mit zahlr. Abb. (Bd. 62.)
— **Der vorgeschichtl. Mensch** siehe Eiszeit.
— **Mensch u. Erde.** Skizzen von den Wechselbeziehungen zwischen beiden. Von weil. Prof. Dr. A. Kirchhoff. 4. A. (Bd. 31.)
Menschlicher Körper. Bau und Tätigkeit des menschl. K. Von Prof. Dr. H. Sachs. 4. Aufl. Mit Abb. (Bd. 32.)
— s. auch Anatomie, Arbeitsleistungen, Auge, Blut, Gebiß, Herz, Fortpflanzg., Nervensystem, Physiol., Sinne, Verbild.
Mikroskop, Das. Seine Optik, Geschichte u. Anwendung. Von Prof. Dr. Scheffer. Mit 99 Abb. 2. Aufl. (Bd. 35.)
— s. auch Pflanzenwelt d. M.
Moleküle — Atome — Weltäther. V. Prof. Dr. G. Mie. 3. A. M. 27 Fig. (Bd. 58.)
Mond, Der. Von Prof. Dr. J. Franz. Mit 34 Abb. 2. Aufl. (Bd. 90.)
Natur u. Mensch. V. Direkt. Prof. Dr. M. G. Schmidt. Mit 19 Abb. (Bd. 458.)
Naturlehre. Die Grundbegriffe der modernen N. Von Prof. Dr. F. Auerbach. 3. Aufl. Mit 79 Fig. (Bd. 40.)
Naturphilosophie, Die mod. V. Privatdoz. Dr. J. M. Verweyen. (Bd. 491.)
Naturwissenschaften im Haushalt. Von Dr. J. Bongardt. 2 Bde. I. Wie sorgt die Hausfrau f. d. Gesundheit d. Familie? 31 Abb. II. Wie sorgt die Hausfrau f. gute Nahrung? 17 Abb. (Bd. 125/126.)
Naturwissenschaften und Mathematik im klassisch. Altertum. V. Prof. Dr. Joh. L. Heiberg. M. 2 Fig. (Bd. 370.)
Naturwissenschaft und Religion. N. und R. in Kampf und Frieden. Von Dr. A. Pfannkuche. 2. Aufl. (Bd. 141.)
— **Naturwiss. und Technik. Am sausend. Webstuhl der Zeit.** Übersicht üb. Wirkung. d. Entwickl. der N. und T. auf d. gesamte Kulturleben. Von Prof. Dr. W. Launhardt. 3. Aufl. Mit 16 Abb. (Bd. 23.)
Nerven. Vom Nervensystem, sein. Bau u. sein. Bedeutung für Leib u. Seele in gesund. u. krank. Zustande. V. Prof. Dr. R. Zander. 2. Aufl. Mit 27 Fig. (Bd. 48.)
— siehe auch Anatomie.

Optik siehe Auge, Brille, Kinematographie, Licht und Farbe, Mikroskop, Spektroskopie, Stereoskop, Strahlen.

Organismen. D. Welt der O. In Entwickl. u. Zusammenhang dargest. V. Prof. Dr. K. Lampert. Mit 52 Abb. (Bd. 236.)

— siehe auch Lebewesen.

Paläozoologie, siehe Tiere der Vorwelt

Perspektive, Grundzüge der P. nebst Anwendg. V. Prof. Dr. K. Doehlemann. M. 91 Fig. u. 11 Abb. (Bd. 510.)

Pflanzen. Vermehrung u. Sexualität bei den Pfl. Von Prof. Dr. E. Küster. Mit 38 Abb. (Bd. 112.)

— **Die fleischfressenden Pflanzen. Von Dr. A. Wagner.** Mit 82 Abb. (Bd. 344.)

— **Unf. Blumen u. Pfl. i. Garten. V. Prof. Dr. U. Dammer.** M. 69 Abb. (Bd. 360.)

— **Unf. Blumen u. Pfl. i. Zimmer. V. Prof. Dr. U. Dammer.** M. 65 Abb. (Bd. 359.

— s. a. Botanik, Garten, Kulturpfl., Lebewesen, Pilze, Schädlinge.

Pflanzenwelt des Mikroskops, Die. Von Lehr. E. Neukauf. 100 Abb. (Bd. 181.)

Photochemie. Von Prof. Dr. G. Kümmell. Mit 23 Abb. (Bd. 227.)

Physik. Werdegang der modernen Ph. Von Dr. H. Keller. Mit 13 Fig. (Bd. 343.)

— **Einleitg. i. d. Experimentalph. V. Prof. Dr. R. Börnstein.** M. 90 Abb. (Bd. 371.)

— **Physik in Küche und Haus. Von Prof. H. Speitkamp.** Mit 51 Abb. (Bd. 478.)

— s. auch Energie, Optik, Wärme; ebenso Elektrotechnik Abt. VI.

Physiker. Die großen Ph. und ihre Leistungen. Von Prof. Dr. F. A. Schulze. Mit 7 Abb. (Bd. 324.)

Physiologie des Menschen. Von Privatdoz. Dr. A. Lipschütz. 4 Bde. I: Allgem. Physiologie. II: Physiologie d. Stoffwechsels. III: Ph. d. Atmung, d. Kreislaufs u. d. Ausscheidung. IV: Ph. der Bewegungen und der Empfindungen. (Bd. 527—530.)

— s. auch Arbeitsleistungen d. Menschen.

Pilze, Die. Von Dr. A. Eichinger. Mit 54 Abb. (Bd. 334.)

— s. auch Bakterien.

Planeten, Die. Von Prof. Dr. B. Peter. Mit 18 Fig. (Bd. 240.)

Planimetrie z. Selbstunterricht. V. Prof. P. Crantz. Mit 99 Fig. (Bd. 340.)

Projektionslehre. Von Zeichenlehrer A. Schubeisky. M. Abb. (Bd. 564.)

Radium und Radioaktivität. Von Dr. M. Centnerszwer. Mit 33 Abb. (Bd. 405.)

Rechenmaschinen, Die, und das Maschinenrechnen. Von Reg.-Rat Dipl.-Ing. K. Lenz. Mit 43 Abb. (Bd. 490.)

Säugling, Der, s. Ernährung u. s. Pflege. V. Dr. W. Kaupe. M. 17 Abb. (Bd. 154.)

Säuglingsfürsorge. V. Dr. Rott. (Bd. 509.)

Schachmeister, Die modernen. Von Dr. M. Lange. (Bd. 531.)

Schachspiel, Das, und seine strategischen Prinzipien. Von Dr. M. Lange. 2. Aufl. Mit 2 Bildn., 1 Schachbrettafel u. 43 Darst. v. Übungsbeispiel. (Bd. 281.)

Schädlinge. Tierische und pflanzliche Sch. und ihre Bekämpfung. Von Prof. Dr. K. Eckstein. 3. Aufl. M. Fig. (Bd. 18.)

Schulhygiene. Von Prof. Dr. L. Burgerstein. 3. Aufl. Mit 43 Fig. (Bd. 96.)

Sexualbiologie siehe Fortpflanzung.

Sinne d. Mensch., D. fünf. V. Prof. Dr. J. K. Kreibig. 2. A. M. 30 A. (Bd. 27.)

Sonne, Die. Von Dr. A. Krause. Mit 64 Abb. (Bd. 357.)

Spektroskopie. Von Dr. L. Grebe. Mit 62 Abb. (Bd. 284.)

Spiel, siehe mathem. Spiele, Schachspiel.

Statik. Mit Einschluß der Festigkeitslehre. Von Baugewerkdirektor Reg.-Baum. A. Schau. Mit 149 Fig. i. T. (Bd. 497.)

— s. auch Mechanik.

Stereometrie. Von Gymn.-Dir. Dr. P. Zühlke. (Bd. 532.)

— s. a. Geometrie, Planim., Trigonom.

Stereoskop, Das, und seine Anwendungen. Von Prof. Th. Hartwig. Mit 40 Abb. und 19 Tafeln. (Bd. 135.)

Sterilisation siehe Desinfektion.

Stimme. Die menschliche St. und ihre Hygiene. Von Prof. Dr. P. H. Gerber. 2. Aufl. Mit 20 Abb. (Bd. 136.)

— s. auch Rhetorik; Sprache Abt. III.

Strahlen, Sichtbare u. unsichtb. V. Prof. Dr. R. Börnstein u. Prof. Dr. W. Marckwald. 2. A. M. 85 Abb. (Bd. 64.)

Suggestion. Hypnotismus und Suggestion. V. Dr. E. Trömner. 2. Aufl. (Bd. 199.)

Süßwasser-Plankton, Das. V. Prof. Dr. O. Zacharias. 2. Aufl. 57 Abb. (Bd. 156.)

Tiere. T. der Vorwelt. Von Prof. Dr. O. Abel. Mit 31 Abb. (Bd. 399.)

— **Fortpflanzung d. T. V. Prof. Dr. R. Goldschmidt.** M. 77 Abb. (Bd. 253.)

— s. auch Aquarium, Bakterien, Haustiere, Korallen, Krebs, Lebewesen, Schädlinge, Urtiere, Vogelleben, Vogelzug, Wirbeltiere.

Tierkunde. Eine Einführung in die Zoologie. Von weil. Privatdozent Dr. K. Hennings. Mit 34 Abb. (Bd. 142.)

— **Lebensbedingungen und Verbreitung der Tiere. Von Prof. Dr. O. Maas.** Mit 11 Karten und Abb. (Bd. 139.)

— **Zwiegestalt der Geschlechter in der Tierwelt (Dimorphismus). Von Dr. Fr. Knauer.** Mit 37 Fig. (Bd. 148.)

Trigonometrie, Ebene, z. Selbstunterr. V. Prof. P. Crantz. M. 50 Fig. (Bd. 431.)

— s. a. Geometrie, Planim., Stereom.

Tuberkulose, Die, Wesen, Verbreitung, Ursache, Verhütung und Heilung. Von Generalarzt Prof. Dr. W. Schumburg. 2. Aufl. M. 1 Taf. u. 8 Fig. (Bd. 47.)

Urtiere, Die. Einführung i. d. Wissenschaft v. Leben. V. Prof. Dr. R. Goldschmidt. 2. A. M. 44 Abb. (Bd. 160.)
Verbildungen, Körperliche, im Kindesalter u. ihre Verhütung. Von Dr. M. David. Mit 26 Abb. (Bd. 321.)
Vererbung. Experimentelle Abstammungs- und Vererbungslehre. Von Dr. H. Lehmann. Mit 26 Abb. (Bd. 379.)
— Geistige Veranlagung u. V. Von Dr. phil. et med. G. Sommer. (Bd. 512.)
Vogelleben, Deutsches. Von Prof. Dr. A. Voigt. (Bd. 221.)
Vogelzug und Vogelschutz. Von Dr. W. R. Eckardt. Mit 6 Abb. (Bd. 218.)
Volksnahrungsmittel siehe Ernährung u. V.
Wald, Der dtsche. V. Prof. Dr. H. Hausrath. 2. Afl. M. Bilderanh. u. 2 Karten. — siehe auch Holz. (Bd. 153.)
Wärme, Die Lehre v. d. W. V. Prof. Dr. R. Börnstein. M. 33 Abb. (Bd. 172.)
— siehe auch Luft; Wärmekraftmaschinen, Wärmelehre, technische in Abt. VI.
Weidwerk, Das deutsche. V. G. Frhr. v. Nordenflycht. (Bd. 436.)
Weltall, Der Bau des W. V. Prof. Dr. J. Scheiner. 4. A. M. 26 Fig. (Bd. 24.)
Weltäther siehe Moleküle.
Weltbild. Das astronomische W. im Wandel der Zeit. Von Prof. Dr. S. Oppenheim. 2. Aufl. Mit 24 Abb. (Bd. 110.)
— siehe auch Astronomie.
Weltentstehung. Entstehung d. W. u. d. Erde nach Sage u. Wissensch. V. Prof. Dr. M. V. Weinstein. 2. Aufl. (Bd. 223.)
Weltuntergang. Untergang der Welt und der Erde nach Sage und Wissenschaft. V. Prof. Dr. M. V. Weinstein. (Bd. 470.)
Wetter, Gut und schlecht. Von Dr. R. Hennig. Mit 46 Abb. (Bd. 349.)
Wind u. Wetter. V. Prof. Dr. L. Weber. 2. Afl. M. 28 Fig. u. 3. Taf. (Bd. 55.)
Wirbeltiere. Vergleichende Anatomie der Sinnesorgane der W. Von Prof. Dr. W. Lubosch. Mit 107 Abb. (Bd. 282.)
Zahnheilkunde siehe Gebiß.
Zellen- und Gewebelehre siehe Anatomie des Menschen, Biologie.

VI. Recht, Wirtschaft und Technik.

Agrikulturchemie. Von Dr. P. Krische. Mit 21 Abb. (Bd. 314.)
Alkoholismus, Der. Von Dr. G. B. Gruber. Mit 7 Abb. (Bd. 103.)
— Seine Wirkungen u. seine Bekämpfung. Hrsg. v. Zentralverband z. Bekämpfung d. A. in Berlin. III. Teil. (Bd 145.)
I. u. II. Teil s. Alkoholismus v. Gruber.)
Amerika. Aus dem amerik. Wirtschaftsleben. Von Prof. J. L. Laughlin Mit 9 graphisch. Darstellung. (Bd. 127.)
Angestellte siehe Kaufmännische A.
Antike Wirtschaftsgeschichte. Von Dr. O. Neurath. (Bd. 258.)
Arbeiterschutz und Arbeiterversicherung. Von Prof. O. v. Zwiedineck-Südenhorst. 2. Aufl. (Bd. 78.)
— siehe auch soziale Bewegung.
Arbeitsleistungen des Menschen. Die. Einführ. in d. Arbeitsphysiologie. V. Prof. Dr. H. Boruttau. M. 14 Fig. (Bd. 539.)
— **Berufswahl. Begabung u. Arbeitsleistung** in ihren gegenseitigen Beziehungen. V. W. J. Ruttmann. (Bd. 522.)
Arzneimittel und Genußmittel. Von Prof. Dr. O. Schmiedeberg. (Bd. 363.)
Arzt, Der. Seine Stellung und Aufgaben im Kulturleben der Gegenw. Von Dr. med. M. Fürst. (Bd. 265.)
Automobil, Das. Eine Einführung in den Bau des heutigen Personen-Kraftwagens. Von Ober-Ingen. K. Blau. 3. überarb. Aufl. 11.—16. Tausend. Mit 98 Abb. u. 1 Titelbild. (Bd. 166.)
Baukunde. Der Eisenbetonbau. V. Dipl.-Ing. E. Haimovici. 81 Abb. (Bd. 275.)
— siehe auch Städtebau.
Baukunst siehe Abt. III.
Baustoffe, Die B. des Hauses, ihre Eigenschaften, Verwendung u. Erhaltung. Von Prof. M. Girndt. (Bd. 443.)
Beleuchtungswesen, Das moderne. Von Dr. H. Lux. Mit 54 Abb. (Bd. 433.)
Bergbau. V. Bergreferendar F. W. Webding. (Bd. 457.)
Berufswahl, Begabung u. Arbeitsleistung in ihren gegenseitigen Beziehungen. V. W. J. Ruttmann. (Bd. 522.)
Bevölkerungslehre. Von Prof. Dr. M. Haushofer. (Bd. 50.)
Bewegungslehre s. Mechanik, Aufgabensammlung a. d. M. I.
Bierbrauerei. Von Dr. A. Bau. Mit 47 Abb. (Bd. 333.)
Blumen. Unsere Bl. und Pflanzen im Garten. Von Prof. Dr. U. Dammer. Mit 69 Abb. (Bd. 360.)
— **Uns. Bl. u. Pfl. i. Zimmer.** V. Prof. Dr U. Dammer. M. 65 Abb. (Bd. 359.)
— siehe auch Garten.
Brauerei. Die Bierbrauerei. Von Dr. A. Bau. Mit 47 Abb. (Bd. 333.)
Buch. Wie ein B. entsteht. V. Prof. A. W. Unger. 4. A. M. 7 Taf., 26 Abb. (Bd. 175.)
— siehe auch Buchgewerbe, Schrift- u. Buchwesen. Abt. IV.
Buchhaltung und Bilanz, Kaufm., und ihre Beziehungen zur buchhalterischen Organisation, Kontrolle und Statistik. Von Dr. P. Gerstner. Mit 4 schematischen Darstellungen. (Bd. 507.)
Chemie. Ch. in Küche und Haus. Von Dr. F. Klein. 3. Aufl. (Bd. 76.)

Chemie und Technologie der Sprengstoffe. Von Prof. Dr. R. Biedermann. Mit 15 Fig. (Bd. 286.)
— s. auch Technik; ferner Chemie Abt. V.
Dampfmaschine, Die. Von Geh. Bergrat Prof. R. Vater. 2 Bde. I: Wirkungsweise des Dampfes in Kessel und Maschine. 3. Aufl. Mit 45 Abb. (Bd. 393.)
— II: Ihre Gestaltung und ihre Verwendung. Mit 95 Abb. u. 1 Taf. (Bd. 394.)
Desinfektion, Sterilisation und Konservierung. Von Reg.- und Med.-Rat Dr. O. Solbrig. Mit 20 Abb. (Bd. 401.)
Deutsch: Deutscher Handel s. Handel. — Deutsches Handwerk, s. Handwerk. — Deutscher Kulturstaat s. Kultur. — Deutsche Verfassung s. Verfassung. — Deutsche Landwirtschaft siehe Landwirtschaft. — Deutsche Reichsversicherung s. Reichsversicherung. — Deutsche Schiffahrt s. Schiffahrt. — Deutsches Weidwerk s. Weidwerk. — Deutsches Wirtschaftsleben s. W. — Deutsches Zivilprozeßrecht s. Z.
Drähte und Kabel, ihre Anfertigung und Anwend. i. d. Elektrotechnik. V. Telegr.-Insp. H. Brick. M. 43 Abb. (Bd. 285.)
Dynamik s. Mechanik, Aufgabensammlung a. d. M. II.
Ehe und Eherecht. Von Prof. Dr. L. Wahrmund. (Bd. 115.)
Eisenbahnwesen, Das. Von Eisenbahnbau- u. Betriebsinsp. a. D. Biedermann. 2. Aufl. Mit 56 Abb. (Bd. 144.)
— s. a. Klein- u. Straßenb., Verkehrsentw.
Eisenbetonbau. Von Dipl.-Ing. E. Haimovici. Mit 81 Abb. (Bd. 275.)
Eisenhüttenwesen. V. weil. Geh. Bergr. Prof. Dr. H. Wedding. 4. Aufl. von Bergref. F. W. Wedding. M. 15 Fig. (Bd. 20.)
Elektrische Kraftübertragung. Von Ing. P. Köhn. Mit 137 Abb. (Bd. 424.)
Elektrochemie. Von Prof. Dr. K. Arndt. Mit 38 Abb. (Bd. 234.)
Elektrotechnik. Grundlagen der E. Von Dr. A. Roth. Mit 72 Abb. (Bd. 391.)
— s. a. Drähte u. Kabel, Telegraphie.
Erbrecht. Testamentserrichtung und E. Von Prof. Dr. F. Leonhard. (Bd. 429.)
Ernährung und Volksnahrungsmittel. Von weil. Prof. Dr. J. Frentzel. 2. Aufl. von Geh.-Rat Prof. Dr. N. Zuntz. Mit 7 Abb. und 2 Taf. (Bd. 19.)
Fabrikorganisation und Selbstkostenbestimmung. V. Prof. R. Rinkel. (Bd. 517.)
Farben u. Farbstoffe. J. Erzeug. u. Verwend. V. Dr. A. Zart. 31 Abb. (Bd. 483.)
— siehe auch Licht Abt. V.
Feuerungsanlagen, Industrielle, u. Dampfkessel. Von Ingenieur J. E. Mayer. Mit 88 Abb. (Bd. 348.)
Finanzwissenschaft. Von Prof. Dr. S. P. Altmann. 2 Bde. 2. Aufl. I. Allg. Teil II. Besond. Teil. (Bd. 549—550.)
— siehe auch Geld.
Frauenarbeit. Ein Problem d. Kapitalism. V. Prof. Dr. R. Wilbrandt. (Bd. 106.)
— s. auch Frauenbewegung Abt. IV.
Friedensbewegung, Die moderne. Von A. H. Fried. (Bd. 157.)
Funkentelegraphie, Die. Von Telegr.-Inspektor H. Thurn. Mit 51 Abb. 3. Aufl. 11.—16. Tausend. (Bd. 167.)
— s. auch Telegraphie.
Garten. Der Kleingarten. V. Redakt. Joh. Schneider. Mit 80 Abb. (Bd. 498.)
— **Der Hausgarten.** Von Gartenarchitekt W. Schubert. Mit Abb. (Bd. 502.)
— s. auch Blumen.
Gartenkunst. Gesch. der G. V. Reg.-Baum. Chr. Rauch. M. 41 Abb. (Bd. 274.)
Gartenstadtbewegung, Die. Von Generalsekretär H. Kampffmeyer. 2. Aufl. Mit 43 Abb. (Bd. 259.)
Geld, Das, und sein Gebrauch. Von G. Maier. (Bd. 398.)
— s. a. Finanzwissensch.; Münze Abt. IV.
Genußmittel siehe Kaffee, Tabak, Arzneimittel und Genußmittel.
Geschütze, Die. Von Generalmajor a. D. Karl Bahn. Mit Abb. (Bd. 365.)
Gesundheitspolitik und Gesundheitsgesetzgebung. V. Obermedizinalrat Prof. Dr. M. v. Gruber. (Bd. 534.)
Getreidegräser siehe Kulturpflanzen.
Gewerblicher Rechtsschutz i. Deutschland. V. Patentanw. B. Volksdorf. (Bd. 138.)
— siehe auch Urheberrecht.
Graphische Darstellung, Die. V. Prof. Dr. F. Auerbach. Mit 100 Abb. (Bd. 437.)
Handel. Geschichte des Welth. V. Prof. Dr. M. G. Schmidt. 2. Aufl. (Bd. 118.)
— **Geschichte des deutschen Handels.** Von Prof. Dr. W. Langenbeck. (Bd. 237.)
Handfeuerwaffen, Die. Ihre Entwicklung und Technik. Von Hauptmann R. Weiß. Mit 69 Abb. (Bd. 364.)
Handwerk. D. deutsche, in s. kulturgeschichtl. Entwicklg. V. Geh. Schulr. Dr. E. Otto. 4. Aufl. M. 33 Abb. (Bd. 14.)
Haushalt, s. Bakterien, Chemie, Desinfektion, Jurisprudenz, Naturwiss., Physik.
Häuserbau s. Baukunde, Baustoffe, Beleuchtungswesen, Heizung u. Lüftung, Wohnhausbau, Wohnungseinrichtung.
Hebezeuge. Das Heben fester, flüssiger und luftförmiger Körper. Von Geh. Bergrat Prof. R. Vater. Mit 67 Abb. (Bd. 196.)
Heizung und Lüftung. Von Ingenieur J. E. Mayer. Mit 40 Abb. (Bd. 241.)
Holz. Das H., seine Bearbeitung u. seine Verwendg. V. Insp. J. Großmann. Mit 39 Originalabb. i. T. (Bd. 473.)
— **Die Oberflächenbehandlung und die Kunsttechniken des Holzes.** Von Inspektor J. Großmann. (Bd. 474.)
Hotelwesen, Das. Von P. Damm-Etienne. Mit 30 Abb. (Bd. 331.)
Hüttenwesen siehe Eisenhüttenwesen.

Japaner, Die, i. d. Weltwirtschaft. V. Prof. Dr. **K.** Rathgen. 2. Aufl. (Bd. 72.)
Immunitätslehre siehe Abwehrkräfte des Körpers in Abt. V.
Ingenieurtechnik. Bilder aus der J. Von Baur. **K.** Merckel. M. 43 Abb. (Bd. 60.)
— **Schöpfungen der Ingenieurtechnik der Neuzeit.** Von Geh. Regierungsrat M. Geitel. Mit 32 Abb. (Bd. 28.)
Jurisprudenz i. häusl. Leben. F. Familie u. Haushalt. V. Rechtsanw. P. Bienengräber. 2 Bde. (Bd. 219. 220.)
— siehe auch Miete.
Kabel. Drähte u. K., i. Anfertigung u. Anwend. i. d. Elektrotechn. V. Telegr.-Insp. H. Brick. M. 43 Abb. (Bd. 285.)
Kaffee, Tee, Kakao u. d. übrigen narkot. Getränke. Von Prof. Dr. A. Wieler. Mit 24 Abb. u. 1 Karte. (Bd. 132.)
Kälte, Die, ihr Wesen, ihre Erzeugung und Verwertung. Von Dr. H. Alt. Mit 45 Abb. (Bd. 311.)
Kaufmann. Das Recht des K. Von Rechtsanwalt Dr. M. Strauß. (Bd. 409.)
Kaufmännische Angestellte. Das Recht der k. A. Von Rechtsanw. Dr. M. Strauß. (Bd. 361.)
Kinematographie. Von Dr. H. Lehmann. Mit 69 Abb. (Bd. 358.)
Klein- und Straßenbahnen. Von Oberingenieur a. D. A. Liebmann. Mit 85 Abb. (Bd. 322.)
— s. a. Eisenbahnw., Verkehrsentwickl.
Kohlen, Unsere. V. Bergass. P. Kukuk. Mit 60 Abb. u. 3 Taf. (Bd. 396.)
Kolonialbotanik. Von Prof. Dr. F. Tobler. Mit 21 Abb. (Bd. 184.)
Kolonien s. Schutzgebiete.
Kolonisation, Innere. Von A. Brenning. (Bd. 261.)
Konservierung siehe Desinfektion.
Konsumgenossenschaft, Die. Von Prof. Dr. F. Staudinger. (Bd. 222.)
— s. auch Mittelstandsbewegung, Wirtschaftliche Organisationen.
Kraftanlagen siehe Feuerungsanlagen und Dampfkessel, Dampfmaschine, Wärmekraftmaschine, Wasserkraftmaschine.
Kraftübertragung, Die elektrische. Von Ing. P. Köhn. Mit 137 Abb. (Bd. 424.)
Krankenpflege. V. Chefarzt Dr. M Berg. (Bd. 533.)
Krieg. Der K. im Zeitalter des Verkehrs und der Technik. Von Major A. Meyer. Mit 3 Abb. (Bd. 271.)
— **K. und Sieg.** Eine kurze Darstellung moderner Kriegskunst. V. Kais. ottoman. Major a. D. F. C. Endres. (Bd. 519.)
— **Kulturgeschichte des K.** Von Geh. Hofrat Prof. Dr. E. Bethe, Prof. Dr. A. Doren, Prof. D. P. Herre, Privatdozent Dr. B. Schmeidler, Prof. Dr. K. Weule. (Bd. 561.)
Krieg. Kriegsbeschädigtenfürsorge. V. Dr. S. Kraus u. Mitw. v. Prof. Dr. Ludloff, Dir. d. Städt. Arbeitsamts Dr. Schlotter u. Gewerbeschuldir. Back. (Bd. 523.)
Kriegsschiff, Das. Seine Entstehung und Verwendung. Von Geh. Marinebaurat Krieger. Mit 60 Abb. (Bd. 389.)
Kriminalistik, Moderne. Von Dr. A. Hellwig. Mit 18 Abb. (Bd. 476.)
— s. a. Verbrechen, Verbrecher.
Küche siehe Chemie in Küche und Haus, Physik in Küche und Haus.
Kulturgeschichte des Krieges s. Krieg.
Kulturpflanzen. Unsere wichtigsten K. (die Getreidegräser). V. Prof. Dr. K. Giesenhagen. 2. Aufl. M. 38 Fig. (Bd. 10.)
Kulturstaat, üb. d. deut. K. V. Geh.-Justizr. Prof. Dr. Fr. v. Liszt. (Bd. 600.)
Landwirtschaft, D. deutsche. V. Dr. W. Claaßen. M. 15 Abb. u. 1 Karte. (Bd. 215.)
Landwirtschaftl. Maschinenkde. V. Prof. Dr. G. Fischer. M. 62 Abb. (Bd. 316.)
Luftfahrt, Die, ihre wissenschaftlichen Grundlagen und ihre technische Entwicklung. Von Dr. R. Nimführ. 3. Aufl. v. Dr. Fr. Huth. M. 60 Abb. (Bd. 300.)
Luftstickstoff, Der, u. s. Verw. V. Prof. Dr. K. Kaiser. M. 13 Abb. (Bd. 313.)
Lüftung. Heizung und L. Von Ingenieur J. E. Mayer. Mit 40 Abb. (Bd. 241.)
Maschinen s. Hebezeuge, Dampfmaschine, Wärmekraftmasch., Wasserkraftmasch.
Maschinenelemente. Von Geh. Bergrat Prof. R. Vater. 2. A. M. 175 Abb. (Bd. 301.)
Maschinenkunde siehe Landwirtschaftl. M.
Maße und Messen. Von Dr. W. Block. Mit 34 Abb. (Bd. 385.)
Mechanik. Von Kais. Geh. Reg.-Rat A. v. Ihering. I: Die Mechanik d. festen Körper. M. 61 Abb. II: Die Mechanik d. flüss. K. M. 34 Abb. III: Die Mechanik d. gasförm. K. (Bd. 303/305.)
— **Aufgabensammlung a. d. M.** V. Prof. R. Schmitt. I. Bewegungsl. u. Statik. II. Dynamik. (Bd. 558/559.)
Messen siehe Maße und Messen.
Metalle, Die. Von Prof. Dr. K. Scheid. 3. Aufl. Mit 11 Abb. (Bd. 29.)
Miete, Die, nach dem BGB. Von Rechtsanw. Dr. M. Strauß. (Bd. 194.)
Mikroskop, Das. V. Prof. Dr. W. Scheffer. 2. Aufl. Mit 99 Abb. (Bd. 35.)
Milch, Die, und ihre Produkte. Von Dr. A. Reitz. Mit 16 Abb. (Bd. 362.)
Mittelstandsbewegung. Die moderne. Von Dr. L. Müffelmann. (Bd. 417.)
— s. Konsumgenoss., Wirtschaftl. Org.
Naturwissenschaften im Haushalt. V. Dr. J. Bongardt. I. Wie sorgt die Hausfrau f. d. Gesundh. d. Familie? Mit 31 Abb. II. Wie sorgt d. Hausfrau für gute Nahrung? M. 17 Abb. (Bd. 125, 126.)
— s. Chemie, Physik in Küche u. Haus.

Naturwissenschaften und Technik. Am sausenden Webstuhl der Zeit. Übersicht über Wirkungen d. N. u. T. auf das gesamte Kulturleben. Von Prof. Dr. W. Lannhardt. 3. Aufl. (Bd. 23.)
Nautik. Von Dr. J. Möller. Mit 50 Fig. (Bd. 255.)
Obstbau. Von Dr. E. Voges. M. 13 Abb. (Bd. 107.)
Optischen Instrumente, Die. Von Dr. M. v. Rohr. 2. Aufl. Mit 84 Abb. (Bd. 88.)
Organisationen, Die wirtschaftlichen. Von Privatdoz. Dr. E. Lederer. (Bd. 428.)
Ostmark, Die. Eine Einführung in die Probleme ihrer Wirtschaftsgesch. Hrsg. von Dr. W. Mitscherlich. (Bd. 351.)
Patente u. Patentrecht s. Gewerbl. Rechtssch.
Perpetuum mobile, Das. V. Dr. Fr. Ischak. Mit 38 Abb. (Bd. 462.)
Photochemie. Von Prof. Dr. G. Kümmell. Mit 23 Abb. (Bd. 227.)
Photographie, Die, ihre wissenschaftlichen Grundlagen u. i. Anwendung. V. Dr. O. Prelinger. Mit 65 Abb. (Bd. 414.)
— **Die künstlerische Photographie.** Von Dr. W. Warstat. M. 12 Tafeln. (Bd. 410.)
— **Angewandte Liebhaber-Photographie, ihre Technik und ihr Arbeitsfeld.** Von Dr. W. Warstat. (Bd. 535.)
Physik in Küche und Haus. Von Prof. Dr. H. Speitkamp. Mit 51 Abb. (Bd. 478.)
— s. auch Physik in Abt. V.
Postwesen, Das. Entwicklung und Bedeutg. Von Postrat J. Bruns. (Bd. 165.)
Rechenmaschinen, Die, und das Maschinenrechnen. Von Reg.-Rat Dipl.-Ing. K. Lenz. Mit 43 Abb. (Bd. 490.)
Recht siehe Eherecht, Erbrecht, Gewerbl. Rechtsschutz, Jurispr., Kaufm., Kaufm. Angest., Urheberr., Verbrechen, Kriminalistik, Verfassgsr., Wahlr., Zivilprozeßr.
Rechtsprobleme, Moderne. Von Prof. Dr. J. Kohler. 3. Aufl. (Bd. 128.)
Reichsversicherung, Die. Von Landesversich.-Assessor H. Seelmann. (Bd. 380.)
Rußlands wirtschaftliche Kultur. V. Syndikus Dr. Wallroth. (Bd. 562.)
— s. auch Rußland Abt. IV.
Salzlagerstätten, Die deutschen. Von Dr. C. Riemann. Mit 27 Abb. (Bd. 407.)
— s. a. Geologie Abt. V.
Säuglingsfürsorge. V. Dr. Rott. (Bd. 509.)
Schiffahrt, Deutsche, u. Schiffahrtspol. d. Ggnw. V. Prof. Dr. K. Thieß. (Bd. 169.)
Schiffbau siehe Kriegsschiff.
Schmuckst., Die, u. d. Schmuckteinindustr. V. Dr. A. Eppler. M. 64 Abb. (Bd. 376.)
Schutzgebiete. Unsere Sch. nach ihren wirtschaftl. Verhältn. I. Lichte d. Erdkunde darg. V. Dr. Chr. G. Barth. (Bd. 290.)
— s. auch Kolonien Abt. IV.
Selbstkostenbestimmung. Fabrikorganisation u. S. V. Prof. R. Rinkel. (Bd. 517.)
Soziale Bewegungen und Theorien bis zur modernen Arbeiterbewegung. Von G. Maier. 4. Aufl. (Bd. 2.)
— s. a. Arbeiterschutz u. Arbeiterversicher.
Sozialismus. Gesch. der sozialist. Ideen i. 19. Jrh. V. Privatdoz. Dr. Fr. Muckle. I: D. ration. Soz. II: Proudhon u. d. entwicklungsgeschichtl. Soz. (Bd. 269, 270.)
Spinnerei. Von Dir. Prof. M. Lehmann. Mit 35 Abb. (Bd. 338.)
Sprengstoffe. Chemie u. Technol. d. Spr. V. Prof. Dr. R. Biedermann. Mit 15 Fig. (Bd. 286.)
Staat und Kirche in ihrem gegens. Verhältnis s. d. Reformation. V. Pfarrer Dr. phil. A. Pfannkuche. (Bd. 485.)
Statik. Mit Einschluß der Festigkeitslehre. Von Reg.-Baum. A. Schau. Mit 149 Fig. im Text. (Bd. 497.)
— s. auch Mechanik, Aufg. a. d. M. I.
Statistik. V. Pr. Dr. S. Schott. (Bd. 442.)
Stenographiesysteme. Die deutschen, ihre Entwicklg. u. ihre Anwendg. V. R. Weinmeister, Lektor f. Stenogr. (Bd. 536.)
Strafe und Verbrechen. Von Dr. P. Pollitz. (Bd. 323.)
Straßenbahnen. D. Klein- u. Strb. Von Obering. a. D. A. Liebmann. Mit 82 Abb. (Bd. 322.)
Tabak. Der Anbau, Handel u. Verarbeit. V. Jac. Wolf. M. 17 Abb. (Bd. 416.)
Technik, Die chemische. Bd. I. Von Dr. A. Müller. Mit 24 Abb. (Bd. 191.)
Tee s. Kaffee.
Telegraphie, Die, i. i. Entwickl. u. Bedeutg. V. Postrat J. Bruns. M. Fig. (Bd. 183.)
— **Telegraphen- und Fernsprechtechnik in ihrer Entwicklung.** Von Telegr.-Insp. H. Brick. Mit 58 Abb. (Bd. 235.)
— **Die Funkentelegr.** V. Telegr.-Insp. H. Thurn. M. 51 Abb. 3. A. (Bd. 167.)
— siehe auch Drähte und Kabel.
Testamentserrichtung und Erbrecht. Von Prof. Dr. F. Leonhard. (Bd. 429.)
Thermodynamik siehe Wärmelehre.
Tierzüchtung. Von Dr. G. Wilsdorf. Mit 30 Abb. auf 12 Tafeln. (Bd. 369.)
Uhr, Die. Von Reg.-Bauführer a. D. H. Bock. Mit 47 Abb. (Bd. 216.)
Urheberrecht. D. Recht an Schrift- und Kunstwerken. V. Rechtsanw. Dr. R. Mothes. (Bd. 435.)
— siehe auch gewerblich. Rechtsschutz.
Verbrechen. Strafe und V. Geschichte und Organisation des Gefängniswesens. Von Dr. P. Pollitz. (Bd. 323.)
— **Verbrechen und Aberglaube.** Skizzen aus der volkskundlichen Kriminalistik. Von Dr. A. Hellwig. (Bd. 212.)
— **Moderne Kriminalistik.** Von Dr. A. Hellwig. Mit 18 Abb. (Bd. 476.)
Verbrecher. Die Psychologie des V. Von Dr. P. Pollitz. M. 5 Diagr. (Bd. 248.)